



# Structure et dynamique des jets barotropes créés pas les îles du Pacifique Sud-Ouest.

Xavier Couvelard

## ► To cite this version:

Xavier Couvelard. Structure et dynamique des jets barotropes créés pas les îles du Pacifique Sud-Ouest.. Planète et Univers [physics]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2007. Français. NNT : . tel-00268221

**HAL Id: tel-00268221**

**<https://theses.hal.science/tel-00268221>**

Submitted on 31 Mar 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# **UNIVERSITE TOULOUSE III-PAUL SABATIER**

Ecole doctorale « Science de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace  
Formation Doctorale « Océan, Atmosphère et Environnement

## **THESE**

en vue de l'obtention du

**DOCTORAT DE L'UNIVERSITE de TOULOUSE**  
délivré par l'Université Toulouse III-Paul Sabatier

**Discipline : Océanographie Physique**

Présentée et soutenue  
par

**Xavier Couvelard**

Le 6 décembre 2007

# Structure et dynamique des jets barotropes créés par les îles du Pacifique Sud-Ouest

**Directeurs de thèse : Lionel Gourdeau & Patrick Marchesiello**

## **JURY**

M. Nick Hall....., Président  
M. Bernard Barnier....., Rapporteur  
M. Bruno Blanke....., Rapporteur  
M. Yves Gouriou ....., Rapporteur  
M. Lionel Gourdeau....., Directeur  
M. Patrick Marchesiello....., Codirecteur  
M. Jacques Verron....., Examineur

---

Laboratoire d'Etude en Géophysique et Océanographie Spatiales (**LEGOS**)  
UMR5566-CNRS/IRD/CNES/UPS, Observatoire Midi-Pyrénées,  
14 av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, France



# *Remerciements*

Tout d'abord je tiens à remercier Patrick sans qui cette thèse ne serait jamais arrivée à terme. Merci Patrick d'avoir pris mon encadrement en charge, merci pour ta disponibilité, tes idées et cette collaboration quasi quotidienne qui nous a permis d'obtenir les résultats présentés dans ce manuscrit. Merci également à Lionel de m'avoir soutenu et d'avoir continué à y croire. Merci à Yves D. qui a œuvrés depuis la métropole pour que ce travail puisse aboutir. Un grand merci à Jérôme pour sa maîtrise de ferret et de matlab ainsi que pour sa précieuse aide qui m'a souvent sortie de l'impasse. Merci aussi Jérôme pour les bords sur l'Anse Vata entre midi et deux, même si tu va beaucoup trop vite pour moi. Merci à toi Andres d'avoir partagé ton bureau pendant deux ans et demi, merci de m'avoir fait partager ta grande sagesse et ta vision des choses.

Bien sur je remercie également le personnel administratif du centre IRD de Nouméa et du LEGOS à Toulouse pour leur gentillesse et leur disponibilité. J'ai également une pensée particulière pour les membres de l'AOS et leurs fêtes mémorables sur l'îlot canard.

Un grand merci aux rapporteurs pour leur lecture approfondie du manuscrit et la pertinence de leur commentaires. Merci à tout le jury d'avoir fait le déplacement pour évaluer ce travail.

Merci à tous les potes d'avoir été là dans les bons et les mauvais moments. Lydiane, Greg, Nico, Nico (l'autre), Aymeric, Ben, Phill, Nad, Pat, Camille... Merci pour tous ces WE passés sur ce magnifique caillou et pour ces interminables soirées à la Bodega. Merci surtout pour tous ces inoubliables souvenirs.

Merci à Isaac et à ses kavateurs, je pense notamment à Nico, Klem, Ben, Vincent et Romain pour ne citer que les pires, merci pour toutes ces soirées passée à boire kava (sans modération) tous en refaisant le monde.

Bien entendu je remercie l'IRD pour m'avoir permis de découvrir la Nouvelle-Calédonie. Deux ans et demi ça laisse le temps d'apprécier la vie dans le Pacifique et c'est avec grande peine qu'il a fallu quitter nos amis et ce pays magnifique. J'y ai découvert le goût du voyage et rencontré l'amour. J'espère que cela va continuer en Postdoc.

Par-dessus tout merci à Christelle d'avoir croisé mon chemin, merci pour ton amour et ton soutien. Merci surtout d'avoir choisie de quitter ton paradis et d'être revenue en métropole affronter le jury et l'avenir à mes côtés.





<b>Introduction.....</b>	<b>7</b>
--------------------------	----------

<b><i>PARTIE I :Pacifique Sud-Ouest et Jets ..... 13</i></b>
--

<b><i>Chapitre I : Circulation Océanique dans le Pacifique Sud-Ouest .....</i></b>	<b><i>15</i></b>
--	------------------

<i>I.1 La région d'étude .....</i>	<i>15</i>
<i>I.2 Conditions atmosphériques .....</i>	<i>16</i>
<i>I.3 Circulation océanique grande échelle .....</i>	<i>19</i>
<i>I.3.1 Le Courant Equatorial Sud .....</i>	<i>20</i>
<i>I.3.2 Bifurcation.....</i>	<i>22</i>
<i>I.3.3 Le Courant Est Australien (EAC).....</i>	<i>23</i>
<i>I.3.4 Le Courant du North Queensland (NQC) .....</i>	<i>24</i>
<i>I.3.5 Variabilité .....</i>	<i>25</i>
<i>I.3.6 Effets d'îles.....</i>	<i>26</i>

<b><i>Chapitre II : Jets .....</i></b>	<b><i>31</i></b>
--	------------------

<i>II.1 Evidence des jets .....</i>	<i>31</i>
<i>II.2 Mécanismes de génération.....</i>	<i>34</i>
<i>II.3 Jets et îles : Le cas des îles Hawaiï.....</i>	<i>41</i>

<b><i>Partie II: Le Modèle ..... 45</i></b>
---

<b><i>Chapitre III : Description du « Regional Oceanic modelling System »: ROMS .....</i></b>	<b><i>47</i></b>
---	------------------

<i>III.1 Présentation.....</i>	<i>47</i>
--------------------------------	-----------

<b>III.2</b>	<b>Les Hypothèses simplificatrices .....</b>	<b>48</b>
<b>III.3</b>	<b>Les équations du mouvement .....</b>	<b>50</b>
<b>III.4</b>	<b>Coordonnées verticales sigma généralisées .....</b>	<b>52</b>
<b>III.5</b>	<b>Ecriture dans le nouveau système de coordonnées .....</b>	<b>53</b>
<b>III.6</b>	<b>Discrétisation spatiale .....</b>	<b>55</b>
<b>III.7</b>	<b>Séparations des modes et discrétisation temporelle .....</b>	<b>56</b>
<b>III.8</b>	<b>La fermeture turbulente .....</b>	<b>57</b>
III.8.1	Le mélange horizontal .....	57
III.8.2	Le mélange vertical .....	58
III.8.3	Schéma numérique et discrétisation du mélange vertical .....	63
<b>III.9</b>	<b>Erreurs sur le Gradient de pression .....</b>	<b>63</b>
III.9.1	L'erreur de Troncature .....	63
III.9.2	L'inconsistance hydrostatique .....	64
III.9.3	Autres sources d'erreurs sur le Gradient de pression .....	64
III.9.4	Les conditions aux frontières .....	65

## ***Chapitre IV : Mise en place de la configuration Pacifique Sud-Ouest.....67***

<b>I.1</b>	<b>Forçages, grilles et caractéristiques des simulations .....</b>	<b>67</b>
IV.1.1	Le domaine d'étude .....	67
IV.1.2	Forçage aux frontières ouvertes et initialisation .....	67
IV.1.3	Forçages de surface .....	68
IV.1.4	Caractéristiques des différentes simulations .....	69
<b>I.2</b>	<b>Calcul de la fonction de courant barotrope.....</b>	<b>71</b>
<b>I.3</b>	<b>Bathymétrie et lissage topographique .....</b>	<b>72</b>
IV.1.5	Bathymétrie du Pacifique Sud-Ouest .....	72
IV.1.6	Lissage topographique et erreurs numériques.....	73

## ***Chapitre V : Schémas d'advections diffusifs en Coordonnées sigma : Description, Analyse et Correction. .....77***

<b>V.1</b>	<b>Description du problème dans ROMS. ....</b>	<b>77</b>
------------	--	-----------

<b>V.2 Analyse du problème de la diffusion diapycnale dans un modèle en coordonnées sigma. ....</b>	<b>80</b>
V.2.1 Cas du schéma upstream ordre 1 .....	82
V.2.2 Cas du schéma upstream ordre 3. ....	85
<b>V.3 Solution .....</b>	<b>88</b>

<b>Partie III :Résultats .....</b>	<b>97</b>
------------------------------------	-----------

## **Chapitre VI : Circulation de Sverdrup avec « Règle de l'île ». ....99**

<b>I.4 La règle de l'île : Description .....</b>	<b>99</b>
I.4.1 Règle Simple .....	99
I.4.2 Règle Multiple .....	103
<b>I.5 Application au Pacifique Sud-Ouest.....</b>	<b>104</b>
VI.2.1 Description des données de vent disponibles .....	104
VI.2.2 Approximations et hypothèses.....	107
VI.2.3 Méthode .....	109
<b>I.6 Circulation de Sverdrup avec règle de l'île .....</b>	<b>110</b>
VI.3.1 Les jets .....	110
VI.3.2 Les courants de bord ouest .....	111
VI.3.3 Comparaison QuikSCAT/ERS2 : Estimation de l'erreur. ....	112
VI.3.4 Influence des îles sur les courants de bord ouest australien.....	113
VI.3.5 Considération sur l'Australie et le passage indonésien.....	115
VI.3.6 Comparaisons avec ROMS : Validation Croisée.....	116
<b>I.7 Conclusion sur la règle de l'île. ....</b>	<b>118</b>

## **Chapitre VII : Simulation ROMS au 1/12° .....121**

<b>I.8 Détermination des caractéristiques des jets .....</b>	<b>121</b>
<b>I.9 Circulation barotrope dans le Pacifique Sud-Ouest.....</b>	<b>122</b>
VII.2.1 Description .....	122
VII.2.2 Comparaison avec un modèle globale haute résolution.....	124
VII.2.3 Confrontation aux observations in situ.....	126
VII.2.4 Diagnostique de la simulation de référence : Bilan de Vorticité.....	131
VII.2.5 Spectre d'énergie et rectification anisotrope.....	140

<b>I.10 Conclusion.....</b>	<b>142</b>
-----------------------------	------------

## ***Chapitre VIII : Expériences de Sensibilités .....143***

<b>VIII.1 Apport de la résolution .....</b>	<b>143</b>
VIII.1.1 Circulation barotrope au $1/2^\circ$ .....	144
VIII.1.2 Circulation barotrope au $1/4^\circ$ .....	146
VIII.1.3 Circulation barotrope au $1/6^\circ$ .....	147
VIII.1.4 Circulation barotrope au $1/12^\circ$ .....	148
VIII.1.5 Effet sur les jets .....	149
VIII.1.6 Effets de la résolution sur le spectre d'énergie : rectifications .....	149
VIII.1.7 Conclusion sur l'apport de la résolution .....	152
<b>VIII.2 Effets de l'advection.....</b>	<b>152</b>
VIII.2.1 Compensation des effets topographiques. ....	152
VIII.2.2 Effets de rectification .....	153
<b>VIII.3 Effets Topographiques.....</b>	<b>156</b>
VIII.3.1 Effet du lissage .....	156
VIII.3.2 Effet de la ride des Tonga .....	157
<b>VIII.4 Conclusion sur les tests de sensibilité. ....</b>	<b>160</b>

## ***Conclusion.....161***

## ***Annexe 1 : Article « in Press » J. Phys.Oceanogr. ...165***

## ***Annexe 2 : Maes et al.2007. Geophys. Res. Lett. ....205***

## ***Références bibliographiques.....217***

# *Introduction*

Le réchauffement climatique actuel inquiète les populations et les pouvoirs publics. Aussi les efforts mis en œuvre pour comprendre et prévoir l'évolution du climat n'ont jamais été aussi importants. Mais le climat est un système complexe et malgré l'évolution des connaissances et des moyens de calculs, notre approche des différentes interactions et rétroactions entre océan, atmosphère et biosphère reste très schématique. Le rôle principal de l'océan dans ce système est de redistribuer la chaleur des zones tropicales réchauffées par le rayonnement solaire vers les pôles. Cet équilibre entre le réchauffement sous les tropiques et le refroidissement de la planète au niveau des pôles est un des moteurs du climat. L'océan agit ainsi comme un régulateur de la température à l'échelle du globe. Mais l'océan peut également être le moteur de phénomènes atmosphériques intenses et localisés. Les cyclones par exemple se forment sur les eaux chaudes des océans tropicaux ; les fortes inondations d'automne dans le sud de la France résultent de la rencontre de masses d'air chaudes et humides inhérentes à l'évaporation des eaux de la Méditerranée (encore chaude à cette période) et de masses d'air continentales plus froides et plus sèches. Les interactions entre l'océan et l'atmosphère se font donc à des échelles temporelles et spatiales diverses et, alors que la circulation de grande échelle des océans a tendance à réguler le climat sur le long terme, un réchauffement local de la température de surface peut déclencher des phénomènes atmosphériques catastrophiques pour les populations.

Le Pacifique, de part sa superficie de 180 millions de km<sup>2</sup> représente près de la moitié de la surface océanique totale et 35% de la surface du globe. Il est de plus le théâtre du phénomène ENSO (El NINO SOUTHERN OSCILLATION), qui en déplaçant vers l'est les eaux chaudes de la « warm pool » du Pacifique Equatorial Ouest, déplace également la zone de convection atmosphérique, modifiant la circulation atmosphérique à l'échelle du globe. ENSO apparaît comme la composante majeure de la variabilité naturelle du climat à des échelles de temps allant de 4 à 7 ans. Des moyens importants initiés par le programme TOGA et poursuivis par CLIVAR, comme le réseau de mouillages dans la bande équatoriale, ont été mis en place ces dernières années pour mieux comprendre, et surtout prévoir le déclenchement et l'intensité du phénomène El Niño/La Niña. Bien que nos connaissances des mécanismes à l'origine d'ENSO progressent vite, améliorant la prévision aux échelles saisonnières, l'amplitude des événements reste difficile à prévoir.

Les résultats actuels montrent également que la fréquence et l'intensité des phénomènes

ENSO varie aux échelles décennales. Certains auteurs suggèrent que les variations décennales d'ENSO sont soit liées à la variabilité atmosphérique extratropicale (Pierce et al., 2000), soit encore aux non-linéarités inhérentes à la dynamique couplée océan-atmosphère à l'équateur (Timmermann, 2003). D'autres évoquent que les variations décennales d'ENSO sont liées aux eaux de thermocline formées dans les régions tropicales ou extratropicales (McPhaden and Zhang, 2002 ; Schneider, 2004). La source d'une telle modulation proviendrait essentiellement des anomalies de température des eaux du Sous-Courant Equatorial soumises à une résurgence au niveau de la zone d'upwelling équatoriale.

Or, de récentes études réalisées à partir de modèles numériques et d'observations suggèrent que ces anomalies qui sont à même de modifier les caractéristiques d'ENSO aux échelles décennales sont principalement originaires du Pacifique Sud (Luo et Yamagata, 2001; Luo et al., 2003 ; Luo et al., 2005). En effet, les eaux de thermocline formées au centre du Pacifique Sud présentent des anomalies de spiciness (anomalies de température le long des surfaces isopycnales) qui sont advectées via un parcours complexe au travers du Pacifique Sud-Ouest (Giese et al, 2002). Ces anomalies se forment dans le Pacifique Sud-Est par des processus de mélange avec les eaux de surfaces (Yeager et Large, 1994), puis sont advectées jusqu'à la langue d'eau froide équatoriale après dix ans environ (Luo et Yamagata, 2001, Giese et al, 2002). Une fois à l'équateur, ces signaux sont identifiés dans des modèles couplés océan-atmosphère comme influents sur l'amplitude d'ENSO (Luo et Yamagata, 2001, Schneider, 2004 ; Luo et al., 2005).

Néanmoins, les connections entre les eaux de thermocline extra-équatoriales et le Sous Courant Equatorial sont très peu documentées dans le Pacifique Tropical Sud en comparaison du Pacifique Tropical Nord. La géométrie et la dynamique sont pourtant complètement différentes dans les deux hémisphères. Dans l'hémisphère nord, la zone de convergence intertropicale (ZCIT) inhibe le transport intérieur des eaux de thermocline vers l'équateur (Johnson et McPhaden ,1999) et de plus, une partie du courant de bord ouest vers le sud s'écoule dans le passage indonésien. Dans l'hémisphère sud, où il n'y a pas d'inhibition du transport intérieur par la ZCIT, il y en résulte un dilemme entre le passage direct (via la « SubTropical Cell ») et indirect (via les courants de bord ouest) (McCreary and Lu, 1994 ; Giese et al., 2002 ; Fukumori et al., 2004).

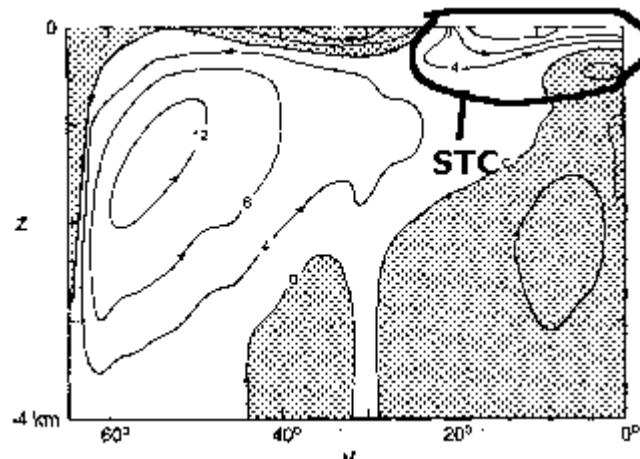
La STC (SubTropical Cell ; figure 1) est une cellule méridienne constituant un chemin

« direct » vers l'équateur, les eaux de surfaces subductées au centre de la gyre subtropical, sont advectées méridiennement en subsurface pour alimenter le Sous-Courant Equatorial. La cellule est fermée par le retour des eaux de surface depuis la zone équatoriale jusqu'à la zone subtropical.

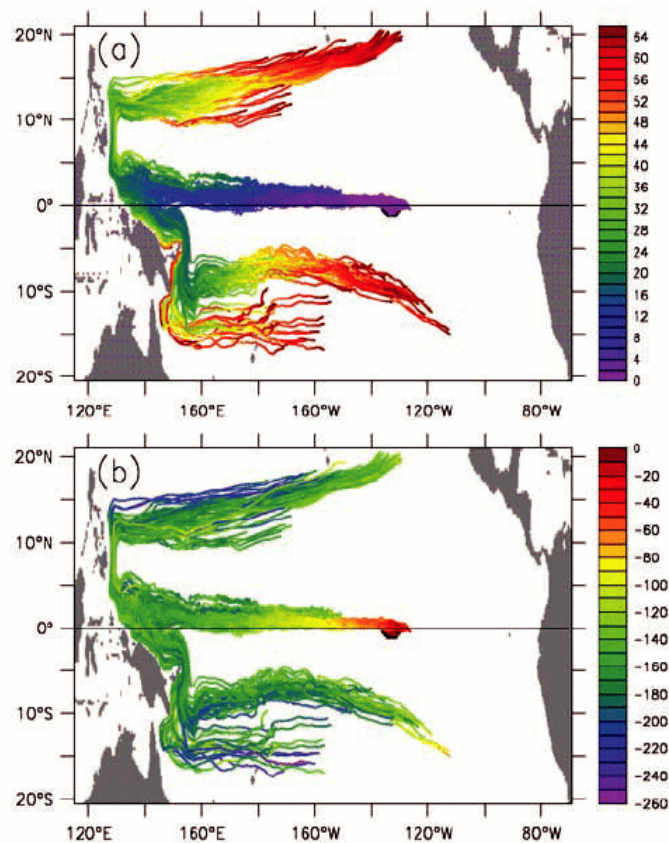
D'autres études réalisées à partir d'observations (Tsuchia et al., 1981, 1989) et de rétrotrajectoires de particules dans des modèles numériques (Blanke et Raynaud, 1997 ; Izumo et al., 2002 ; Fukumori et al., 2004) suggèrent qu'une substantielle partie des eaux qui arrivent à la langue d'eau froide équatoriale provient des courants de bord ouest du Pacifique Sud. Ceci est illustré par les travaux de Izumo et al (2002). En effet dans son modèle (figure 2) les eaux résurgentes à l'équateur proviennent effectivement des zones tropicales et subtropicales mais sont uniquement passées par les courants de bord ouest des hémisphères nord et sud. Fukumori et al. (2004) confirment que les connections entre les subtropiques et l'équateur, se font principalement par les courants de bord ouest et estiment de plus la provenance de ces eaux à 27% du Pacifique Nord et 39% du Pacifique Sud, confirmant ainsi la prédominance du Pacifique Sud sur la modulation des conditions océaniques équatoriales. Dans la mesure où ces connections se font par les courants de bord ouest, le Pacifique Sud-Ouest peut être vu comme une région clef des connections entre les tropiques (voir subtropiques) et l'équateur.

Or la circulation du Pacifique Sud-Ouest n'a été que très peu observée et étudiée. Le Courant Equatorial Sud (SEC) est alors le plus souvent considéré (à l'image de la circulation de Sverdup), comme un large courant zonal. Mais de récents travaux (Webb, 2000 ; Ridgway et Dunn, 2003) ont mis en évidence une circulation complexe résultant des interactions entre le SEC et les principales îles du Pacifique Sud-Ouest que sont Fidji, Vanuatu et la Nouvelle-Calédonie. Le SEC se divise alors en une série de jets zonaux prenant naissance aux extrémités nord et sud des îles. Webb (2000) identifie 5 jets qu'il nomme : Jets Nord et Sud Fidji, Jets Nord et Sud Calédonien, et le Jet Nord Vanuatu. Ce n'est alors plus le SEC mais ces jets qui bifurquent sur la côte australienne donnant naissance à deux courants de bord ouest ; le Courant du Nord Queensland (NQC) vers l'équateur qui est à même de participer aux connections entre les tropiques et l'équateur décrites ci-dessus, et le courant Est Australien (EAC) dirigé vers le pôle. Jusqu'à présent, les océanographes considéraient que les eaux de l'EAC recirculaient dans la gyre subtropicale, mais les travaux récents de Ridgway et Dunn (2007) et Dean Roemmich (2007), confirment ceux de Speich et al. (2001,2002) et modifient quelque peu ce point de vue. Ils ont mis en évidence des connections entre les gyres subtropicales du Pacifique Sud et de l'Océan





**Figure1: Fonction de courant obtenu par intégrale zonale de l'équation de continuité du modèle de Cox (1985) à travers le bassin. La figure révèle 3 cellules distinctes ; La cellule liée à la circulation thermohaline profonde, la cellule subpolaire et la cellule subtropicale. ( McCreary and Lu, 1994)**



**Figure 2 : Retrotrajectoires de particules, depuis Nino 3. a : La couleur représente le temps en mois. b : la couleur représente la profondeur (Izumo et al. 2002).**

Indien pour former une « supergyre ». Une partie des eaux transportées par l'EAC s'écoulent alors en partie vers l'Océan Indien. Cet écoulement vers l'Océan Indien, associé à un déplacement vers le sud de la gyre subtropicale du Pacifique Sud-Est à l'origine d'un réchauffement de la mer de Tasmanie de près de deux degrés au cours des 50 dernières années. Le Pacifique Sud-Ouest est donc plus que jamais au cœur des connections entre la gyre subtropicale du Pacifique Sud et l'équateur, mais également par l'intermédiaire de cette « supergyre » il est également au cœur des connections entre l'Océans Indien et le Pacifique. Malgré cela, ni ses caractéristiques océaniques, ni ses caractéristiques atmosphériques n'ont été correctement décrites et modélisées.

C'est pourquoi en Août 2005 lors d'un Workshop réunissant les spécialistes de la circulation du Pacifique, les bases du projet SPICE (South West Pacific Circulation and Climate Experiment, Ganachaud et al., 2007) on été posées. Ce projet, sous les auspices de CLIVAR a pour but de coordonner les efforts de modélisations et d'observations du Pacifique Sud-Ouest. SPICE se décline en quatre objectifs, ou orientation de recherche ;

- Les relations entre le SEC et la Topographie
- La circulation en Mer de Tasmanie
- La circulation du nord de la Mer de Corail et de la Mer des Salomon.
- Les impacts climatiques régionaux

Les océanographes de l'IRD de Nouméa, largement impliqués dans ce projet, ont réalisé de nombreuses campagnes océanographiques dans la mer de Corail pour y étudier les flux entrants. C'est d'ailleurs lors d'une de ces dernières campagnes (SECALIS3, en 2005), que la première observation directe des jets a pu être réalisée. Afin de compléter cet effort d'observations, une plateforme de modélisation a été développée autour du modèle numérique régional ROMS.

Cette thèse, dont le but est de modéliser les interactions entre le SEC et les îles, se place en amont des considérations climatiques développées ci-dessus, et s'inscrit dans le premier volet de ce projet.

Le premier objectif est la mise en place d'une configuration à haute résolution ( $1/12^\circ$ ) du modèle ROMS, pour la région « Pacifique Sud-Ouest ». Puis, de décrire, comprendre et expliquer les processus de formation des jets du Pacifique Sud-Ouest, et plus généralement les interactions entre le SEC et la bathymétrie.

La mise en place d'une configuration haute résolution du modèle dans la région permettra de représenter au mieux la topographie sous-marine, mais également les tourbillons de mésoéchelles non-linéaires.

Afin d'analyser et de quantifier les effets topographiques en milieu stratifié, et les effets de rectification non-linéaire, c'est à la dynamique de la circulation intégrée verticalement que nous nous sommes intéressés.

Ce document se divise en 3 parties. Tout d'abord, dans une première partie, nous décrirons l'état actuel des connaissances sur la circulation du Pacifique Sud-Ouest. Les notions de jets et de rectification non-linéaire en lien avec la turbulence géostrophique y seront également décrites, et une première approche de l'effet d'île sera introduite pour le cas d'Hawaii.

La deuxième partie correspond à la description du modèle numérique utilisé ainsi que de sa mise en place dans le Pacifique Sud-Ouest. Nous y développerons plus particulièrement la résolution du problème de diffusion diapycnale en lien avec la coordonnée sigma.

Dans la troisième partie seront présentés les résultats obtenus. Dans un premier temps, nous y développerons le modèle analytique de Sverdrup avec règle de l'île, que nous comparerons au modèle numérique dans une configuration simplifiée. Puis nous décrirons et analyserons la circulation océanique vu par le modèle numérique dans sa configuration réaliste au  $1/12^\circ$ . Cette solution sera alors analysée à l'aide d'un bilan de vorticité, puis des tests de sensibilité confirmeront les diagnostics préalablement établis.

## **PARTIE I :Pacifique Sud-Ouest et Jets**



# ***Chapitre I : Circulation Océanique dans le Pacifique Sud-Ouest***

## ***I.1 La région d'étude***

La région étudiée s'étend de l'Australie (140°E) à l'est de Fidji (170°W) et couvre les latitudes entre 10°S et 30°S (cadre noir, figure I.1). La topographie du Pacifique Sud-Ouest est une des plus complexes du globe. L'activité tectonique est intense dans cette région qui correspond à la zone de subduction de la plaque Pacifique sous la plaque Australienne et l'on y trouve un nombre important de rides et de fosses océaniques. De nombreuses îles ont donné naissance aux états insulaires que sont les Tonga, les Fidji, le Vanuatu, les îles Salomon et la Nouvelle Calédonie.

On trouve les rides de Tonga et de Kermadec qui s'étendent en longitude entre 179° et 189°E et en latitude de 35°S à 15°S. Elles culminent à une profondeur de quelques centaines de mètres et quelques affleurements ont donné naissance aux îles du même nom. Juxtaposées, on trouve les failles du même nom plongeant à plus de 8000m de profondeur. A l'est de la ride des Tonga on trouve des fonds océaniques moyens de l'ordre de 5000 à 6000m. A l'ouest, quasiment parallèle à ces dernières, vient la ride LAU sur laquelle on trouve les îles Fidji. Plus à l'ouest se trouve le Vanuatu. Entre Fidji et le Vanuatu les fonds sont relativement peu accidentés avec une profondeur de l'ordre de 3000m : c'est le plateau Fidjien. Ce plateau est délimité au sud par la faille de Hunter qui est le prolongement de la faille des Nouvelles Hybrides (Vanuatu depuis leur indépendance (1980)). Au sud de la ride Hunter, on trouve un bassin avec des fonds homogènes de l'ordre de 5000m.

Entre 160°E et 170°E, la Nouvelle Calédonie, les archipels du Vanuatu et des Salomon sont des obstacles importants à l'écoulement des eaux océaniques entre 24°S et 5°S. Au nord de la Calédonie, depuis le Vanuatu jusqu'à la côte Australienne on trouve des fonds sans obstacles topographiques majeurs mais variant tout de même de 5000 à 3000m. Ce bassin délimite la mer de Corail.

La Nouvelle-Calédonie est « posée » sur la ride Norfolk qui s'étend depuis la corne sud du récif Calédonien jusqu'à la Nouvelle-Zélande avec des fonds de 2000m au plus. Plus à l'ouest se trouve la ride de Lord Howe et les îles Chesterfield. Le bassin entre l'Australie, la Nouvelle Calédonie et la Nouvelle Zélande délimite la mer de Tasman. La côte australienne est bordée par la grande barrière de Corail et le plateau du Queensland qui s'en détache entre 16°S et

18°S avec une profondeur inférieure à 500m.

## ***1.2 Conditions atmosphériques***

La région est dominée par les alizés de sud-est associés à la ceinture de haute pression présente dans une bande de latitudes située au sud de notre domaine (30°S-40°S). A l'est de 170°W, les alizés sont relativement modérés et stationnaires. A l'ouest de 170°W, les basses pressions présentes en été (Janvier) sur le continent australien, et la Papouasie Nouvelle Guinée, génèrent un système de mousson de nord-ouest qui décale vers le sud le système des hautes pressions introduisant une variabilité saisonnière dans le Pacifique Sud-Ouest. Pendant l'hiver (Juin-Septembre) les alizés de sud-est sont bien développés partout sur le domaine. Pendant l'été (Décembre-Mars), la mousson de nord-ouest souffle de la Papouasie Nouvelle Guinée et s'étend sur le nord de la mer de Corail jusqu'au Vanuatu (figure I-2).

En plus de la Zone de Convergence Intertropicale (ZCIT) du Pacifique à 5°N, caractérisée par un minimum de vent, une deuxième Zone de Convergence atmosphérique existe dans le Pacifique Sud-Ouest (ZCPS). La ZCPS s'étend de la Papouasie Nouvelle Guinée vers le sud-est jusqu'à 12°W-30°S. La ZCPS est davantage caractérisée par une convergence dans la direction des vents plutôt que par un minimum d'intensité du vent. C'est une région où la convection, les formations nuageuses et les pluies sont importantes (Zhang, 2001). La ZCPS délimite une des plus étendue et persistante bande nuageuse du globe (voir Vincent 1995 pour une revue). Sa position ainsi que son activité présentent des échelles de variabilité allant de l'intra- saisonnier au décennal. Aux échelles saisonnières, la SPCZ est la plus marquée en Janvier avec des précipitations abondantes quand la température de surface et la convergence des vents sont maximales (Kiladis et al., 1989). Aux échelles interannuelles relatives à la variabilité de type ENSO, un déplacement vers le nord-est est associé aux événements el Niño et réciproquement, un déplacement vers le sud-ouest est associé aux événements La Niña. Sur des échelles de temps plus longues, la ZCPS est affectée par l'« Interdecadal Pacific Oscillation » (IPO) et il a été mis en évidence récemment un déplacement vers l'équateur depuis 1976 (Salinger et al., 2001, Folland et al., 2002). Localement, la ZCPS a une forte influence sur les conditions océaniques et conditionne grandement la distribution de la température et de la salinité de surface (SST et SSS respectivement) (figure I-3).

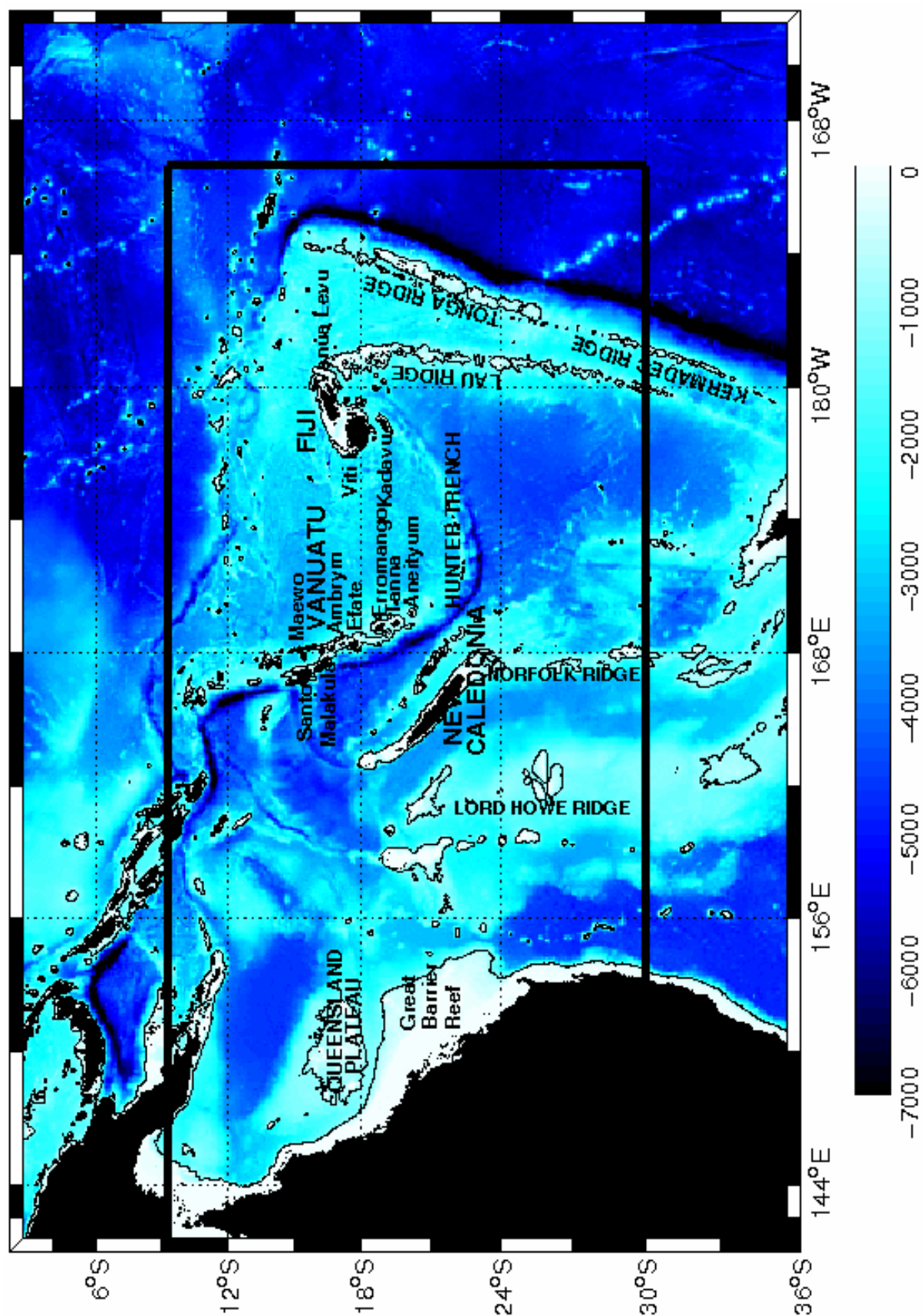


figure I-1 : Bathymétrie du Pacifique Sud-Ouest (etopo2), Le cadre noir correspond à la zone d'étude.



Notre domaine inclut une partie du réservoir d'eau chaude du Pacifique équatorial ouest avec des SST supérieures à 29°C tout le long de l'année (figure I-3), de la Papouasie Nouvelle Guinée et des îles Salomons jusqu'à 170°W le long de la SPCZ. Un minimum de SSS s'étendant de la Papouasie Nouvelle Guinée aux îles Fidji porte la signature de la SPCZ. Les changements en précipitation, et donc la position de la SPCZ sont mesurables par la salinité de surface (Delcroix et al., 1989). Les Alizés sont substantiellement affectés par la position de la ZCPS (Vincent, 1995) et les variations de rotationnel de vent associées induisent d'importants changements de température des eaux de thermocline (50-200 m) (Chang et al., 2001 ; Luo and Yamagata, 2001 ; Cibot et al., 2005).

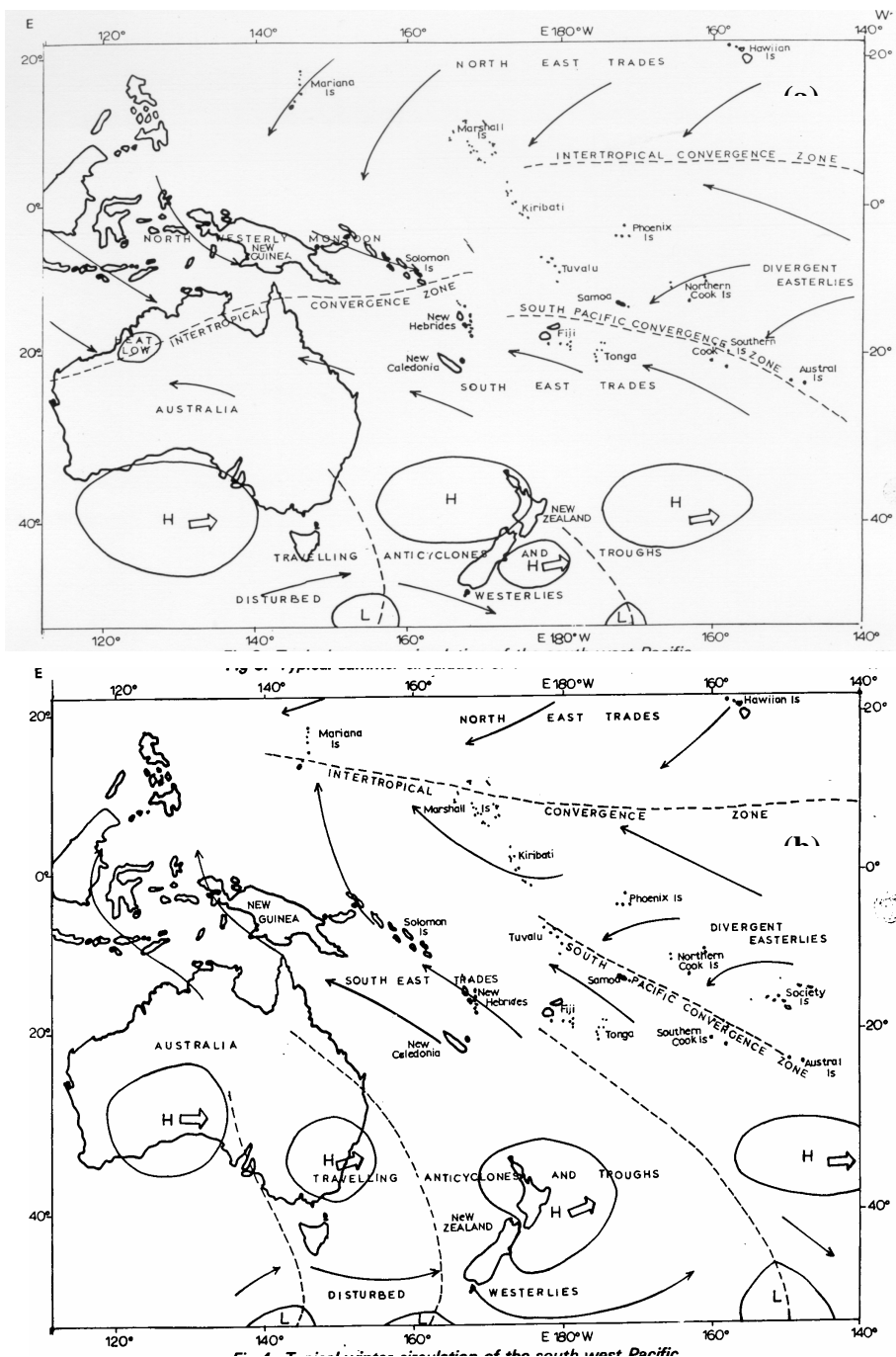


figure I-2 : Schéma des conditions atmosphériques régnant sur le Pacifique Sud Ouest en a) été (Décembre-Mars), b) hiver (Juin-Septembre). D'après Salinger (Présentation pour Malanda Workshop)

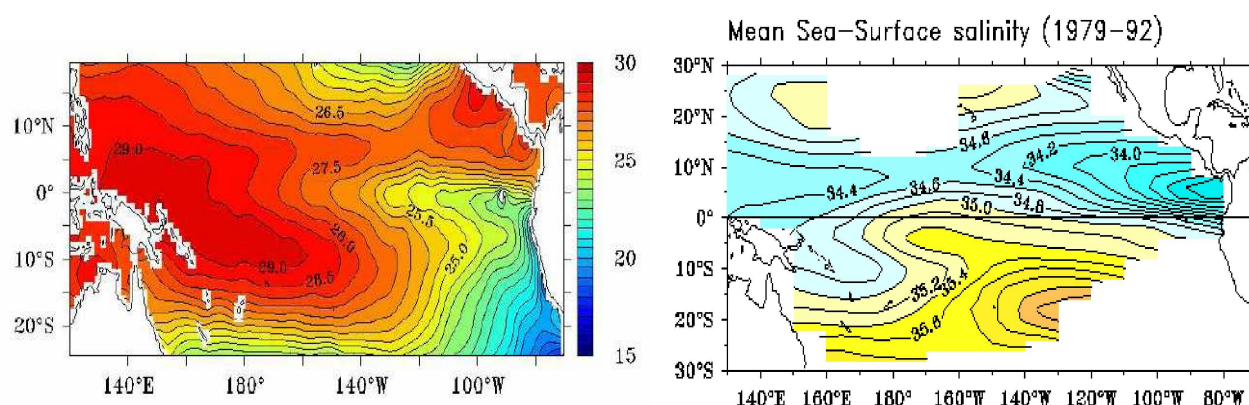


figure I-3 : a) *Température de surface* (Levitus, 1998) et b) *Salinité de surface* (Delcroix, 1998)

### ***1.3 Circulation océanique grande échelle***

A l'image des autres bassins océaniques, le cisaillement de vent induit par les Alizés (vents d'est) aux basses latitudes et par les vents d'ouest aux hautes latitudes génère, suivant la dynamique de Sverdrup, une circulation océanique anticyclonique à grande échelle (sens inverse des aiguilles d'une montre dans l'hémisphère sud) caractérisée par la gyre subtropicale (figure I-4). Elle est bordée au sud par le courant circumpolaire qui porte vers l'est et au nord par le Courant Equatorial Sud (SEC, « South Equatorial Current ») qui porte vers l'ouest. Dans la partie sud de la gyre, les eaux s'orientent vers le nord est puis le nord ouest pour alimenter le SEC et forment à l'est du bassin le courant côtier du Pérou/Chili. Les eaux du SEC sont originaires des eaux modales du Pacifique Sud-Est (SPESMW, Hanawa et Talley [2001]) qui se forment dans la région de forte évaporation du Pacifique Sud-Est. Il en résulte des eaux de fortes salinités qui se forment par mélange diapycnal dû à l'érosion hivernale des forts gradients de sel plutôt que par subduction (Yeager et Large, 2004 ; Johnson, 2006). Ces eaux modales sont ensuite advectées vers l'ouest et alimentent les eaux de la thermocline, formant le noyau du Courant Equatorial Sud (Gouriou et Tool, 1993 ; Donguy, 1994 ; Donguy et Meyers, 1996) avec des salinités excédant les 36 psu. A l'ouest, le SEC bifurque sur la côte Australienne pour venir alimenter les courants de bord ouest que sont l'« East Australian Current » (EAC) vers le sud et le « North Queensland Current » (NQC) vers le nord. Notre région d'étude est caractérisée par un flux entrant à l'est de notre domaine du au SEC et par les courants de bord ouest (EAC et NQC) correspondant aux flux sortant de notre domaine. Les travaux de Qu and Lindstrom (2002) et Ridgway and Dunn (2003) décrivent en détail la climatologie de la région.

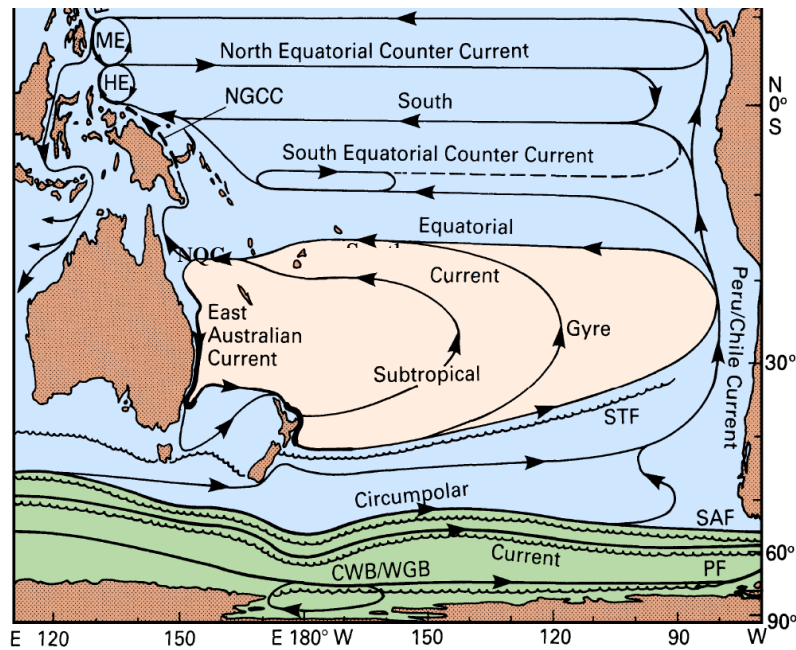


figure I-4: La circulation grande échelle du Pacifique Sud d'après Tomczak and Godfrey (1994) qui décrit grande gyre subtropical. Les abréviations de la figure sont les suivantes : New Guinea Coastal Current (NGCC), North Queensland Current (NQC).

### *1.3.1 Le Courant Equatorial Sud*

Le SEC est présent entre 30°S et 4°N. Associé à la distribution 3D de la structure thermique, le SEC présente des variations en profondeur marquées en fonction de la latitude (Reid's, 1997). Il se situe proche de la surface dans la région équatoriale et de en plus en plus profond en allant vers les moyennes latitudes. Il s'étend jusqu'à 25°S à une profondeur de 300m et à 30°S on le trouve à 800m. Cela correspond à la pente des isothermes avec un maximum de la profondeur de l'iso 20°C (200 m) à 14°S, de l'iso 15°C (400 m) à 22°S, de l'iso 10°C à 27°S (500m) et de l'iso 5°C (1000 m) à 32°S (figure I-5).

La remontée des isothermes au dessus du centre de la gyre a pour effet de ralentir et même d'inverser le SEC dans les couches de surface donnant naissance au « South Subtropical Counter Current » (STCC) visible entre 30°S et 15°S.

Entre 8°S et 11°S dans le Pacifique ouest (au niveau des îles Salomon), on trouve également le « South Equatorial Counter Current » (SECC), courant vers l'est imbriqué dans le SEC qui s'écoule au dessus de la thermocline principale (200m). Si sa valeur moyenne est relativement faible, il est par contre hautement variable.

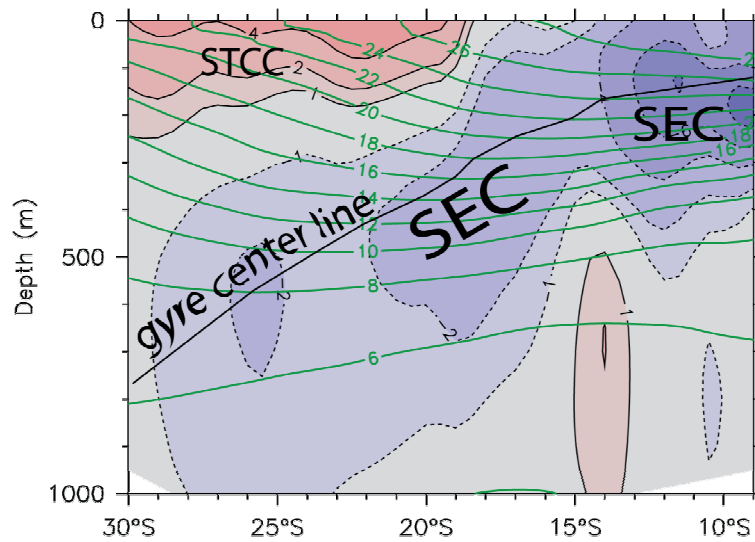


figure I-5 : Vitesse géostrophique à 160°W (Climatologies CARS). D'après le rapport SPICE (Ganachaud et al., 2007).

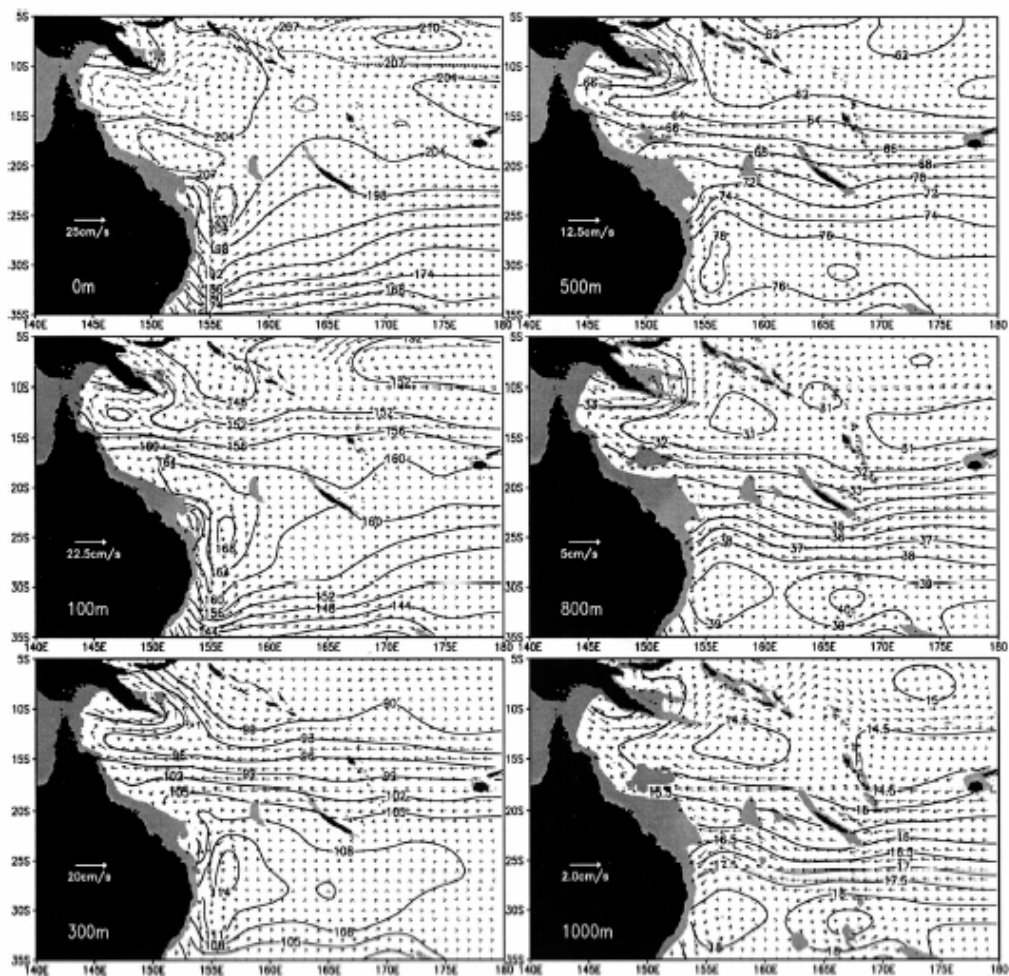


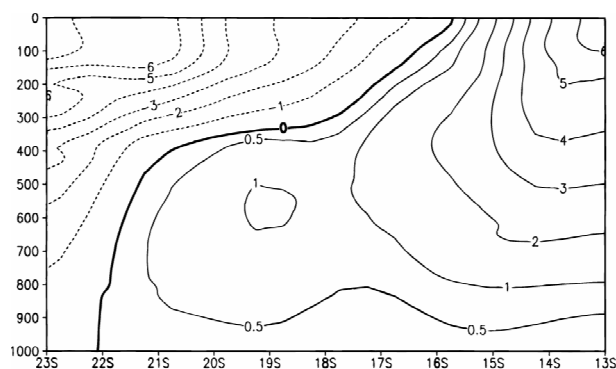
FIG. 6. Dynamic heights (dyn cm) and geostrophic velocities ( $\text{cm s}^{-1}$ ) relative to 1200 db at 0, 100, 300, 500, 800, and 1000 m.

figure I-6 : hauteurs dynamiques (dyn cm) et vitesses géostrophiques relative à 1200db d'après Qu and Lindstrom (2002).

L'extension en profondeur du SEC fonction de la latitude est bien visible à partir des cartes de hauteur dynamique référencée à 1200 db de la Figure 6 de Qu and Lindstrom (2002) relatives à notre région d'étude (figure I-6). En surface, la signature du SEC est quasiment inexistante. A 100m, entre 12° et 17°S on observe un courant vers l'ouest associé au SEC. C'est à 300m que le SEC semble complètement développé avec des vitesses maximales de l'ordre de 20 cm/s entre 10°S et 20°S. Avec l'augmentation de la profondeur, le SEC continu à se déplacer vers le sud. A 1000 m, il s'étend entre 20°S et 30°S.

### ***I.3.2 Bifurcation***

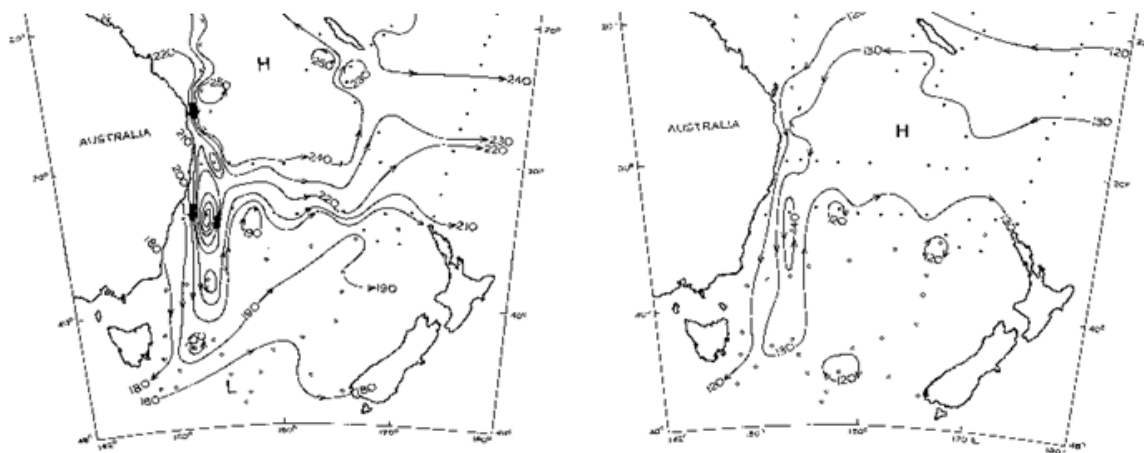
La bifurcation du SEC sur la côte Australienne est très peu documentée dans la littérature en comparaison de son équivalent dans l'hémisphère nord. Notre connaissance est essentiellement climatologique (Qu and Lindstrom, 2002). Selon la théorie de Sverdrup, la latitude de la bifurcation est déterminée par la position du zéro du rotationnel de vent intégré zonalement. La prise en compte des îles dans le calcul de Sverdrup (« Island rule »), comme effectué par Godfrey (1989), a pour effet de déplacer de 1° à 2° la bifurcation vers le sud. La bifurcation du SEC se situe approximativement autour de 18°S et sépare les eaux qui vont alimenter le système de courant équatorial de celles qui vont recirculer dans la gyre subtropicale (Godfrey 1989; Qu and Lindstrom 2002). Cette simple estimation ne fait pas cas de la forte variabilité spatiale sur la verticale et des contraintes topographiques. De même que la position du centre de la gyre subtropicale varie avec la latitude, la latitude de la bifurcation varie de 15°S en surface à 22°S à une profondeur de 800m (figure I-7). La présence du Queensland plateau à 17°S, 150°E (figure I-1) complique la structure de la bifurcation.



**figure I-7: Vitesse méridienne le long de la côte Australienne(cm/s) (moyenne sur deux degrés depuis la côte). Les valeurs positives indiquent des vitesses vers le nord, le contour zero indique la position de la bifurcation du SEC. (d'après Qu and Lindstrom, 2002)**

### ***1.3.3 Le Courant Est Australien (EAC)***

A partir de la latitude de la bifurcation du SEC, l'EAC longe vers le sud la côte Australienne. L'EAC est sans doute le courant le plus étudié du Pacifique Sud-Ouest. Dès 1962, K. Wyrtki, en se basant sur deux campagnes océanographiques réalisées par le CSIRO et quatre réalisées par l'Institut Français d'Océanie (aujourd'hui IRD), décrit un Courant Est Australien étroit et intense, formant de nombreux méandres et tourbillons et se séparant de la côte Australienne entre 30° et 35°S sur une profondeur de près de 1000m (figure I-8). Il s'accélère dans sa course vers le sud avec des transports entre 18°S et 35°S variant de 25 à 37 Sv (Ridgway et Godfrey, 1994, 1997, Ridgway and Dunn, 2003). La recirculation de l'EAC dans la gyre subtropicale est complexe. Elle s'effectue en différentes branches alimentant notamment le STCC décrit plus haut, et le Front de Tasman. C'est une région où l'activité tourbillonnaire est intense due à de fortes instabilités locales en relation avec la topographie et aussi à la présence d'ondes de Rossby. La variabilité de l'EAC est importante. Les premières mesures directes effectuées pendant le programme WOCE a permis à Mata et al. [2000] de mettre en évidence une variabilité de l'ordre de 30 Sv, supérieure au transport moyen de 22.1 +/- 4.6Sv. La variabilité saisonnière très prononcée n'est pas vraiment comprise à ce jour [Ridgway and Godfrey, 1997]. Une partie résiduelle de l'EAC continue vers le sud en direction de la Tasmanie et est à même de rejoindre l'océan Indien participant à définir le concept de super gyre de l'hémisphère sud connectant les différents bassins océaniques (Speich et al., 2001/2 ; Ridgway and Dunn, 2007). Ce passage, au niveau de la Tasmanie, est à même de communiquer des signaux climatiques de l'océan Pacifique vers l'océan Indien.



**figure I-8 : Topographie géopotentielle (Hauteurs dynamique) en surface (à gauche) et à 400 db (à droite) relative à 1750db, d'après Wyrtki (1962).**



### ***1.3.4 Le Courant du North Queensland (NQC)***

A partir de la latitude de la bifurcation, le NQC s'écoule vers le nord le long de la côte Australienne. La dérive vers le sud de la bifurcation avec la profondeur donne naissance à un sous courant, le GBRUC (« Great Barrier Reef Under Current »), dirigé vers le nord, prenant naissance à 21°S sous l'EAC et fusionnant avec le NQC à 13°S. Le NQC est un courant de bord ouest (WBC: Western Boundary Current), permettant la connection entre la gyre subtropicale et l'équateur. Ses propriétés peuvent être tracées jusqu'à la langue froide du Pacifique Equatorial Est (Tsuchia et al., 1989). Le NQC contourne l'extrémité sud est de la Papouasie Nouvelle Guinée avant d'entrer en mer des Salomon via le Courant Côtier de Nouvelle Guinée (NGCUC North Guinean Coastal Under Current). Trois passages existent au nord de la mer des Salomons pour relier le Pacifique équatorial ouest et atteindre le Sous Courant Equatorial (EUC : Equatorial Under Current). Il s'agit des détroits de Vitiaz, des Salomon et du canal St Georges (Voir figure I-9).

Malgré son importance vis-à-vis du climat (cf introduction), cette circulation, difficile à observer, a été peu étudiée. Les quelques rares observations existantes des campagnes WEPOCS de 1985 et 1986 suggèrent des transports de 8 à 14 Sv dans le détroit de Vitiaz et de 4 à 7 Sv dans le canal St Georges (Lindstrom et al., 1990). La seule section méridionale le long de 154°E-156°E allant de l'extrémité de la Papouasie à 43°S, qui correspond à la section P11 de l'expérience WOCE, montre que les 55 Sv du SEC sont équitablement redistribués entre l'EAC (28 Sv) et le NGCC (26 Sv) (Sokolov and Rintoul, 2000). Il est à noter que ces estimations de transport sont 30% supérieures à celles fournies par la climatologie (Kessler et Gourdeau, 2007). Quelques études numériques permettent d'apprécier les caractéristiques du NQC. Webb (2000), avec le modèle global OCCAM au 1/4° estime un transport annuel moyen du NQC de 18 Sv à 12°S. Huang et Liu (1999), à partir du modèle NCEP, estimant le transport du NGCC à 15 Sv à 10°S. Kessler et Gourdeau (2007), à partir du modèle ORCA05, déterminent un transport de 14 Sv à 12°S et de 24 Sv à 10°S.

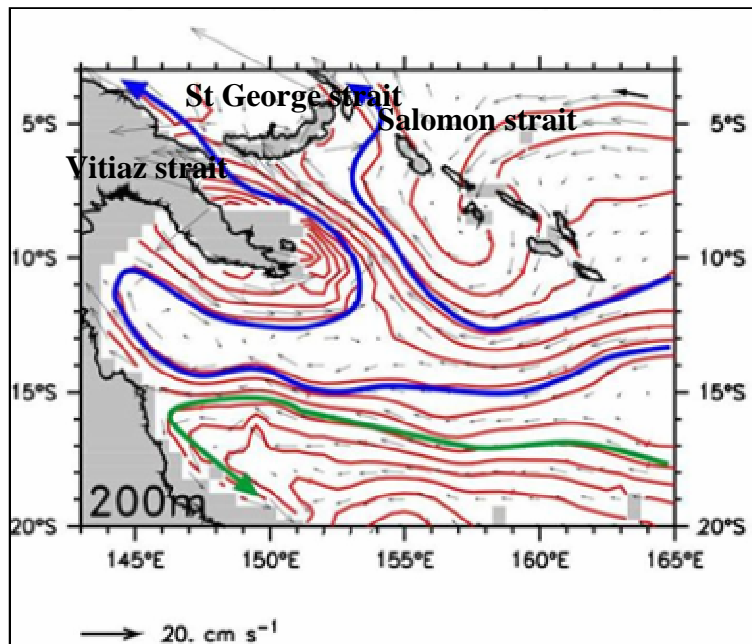


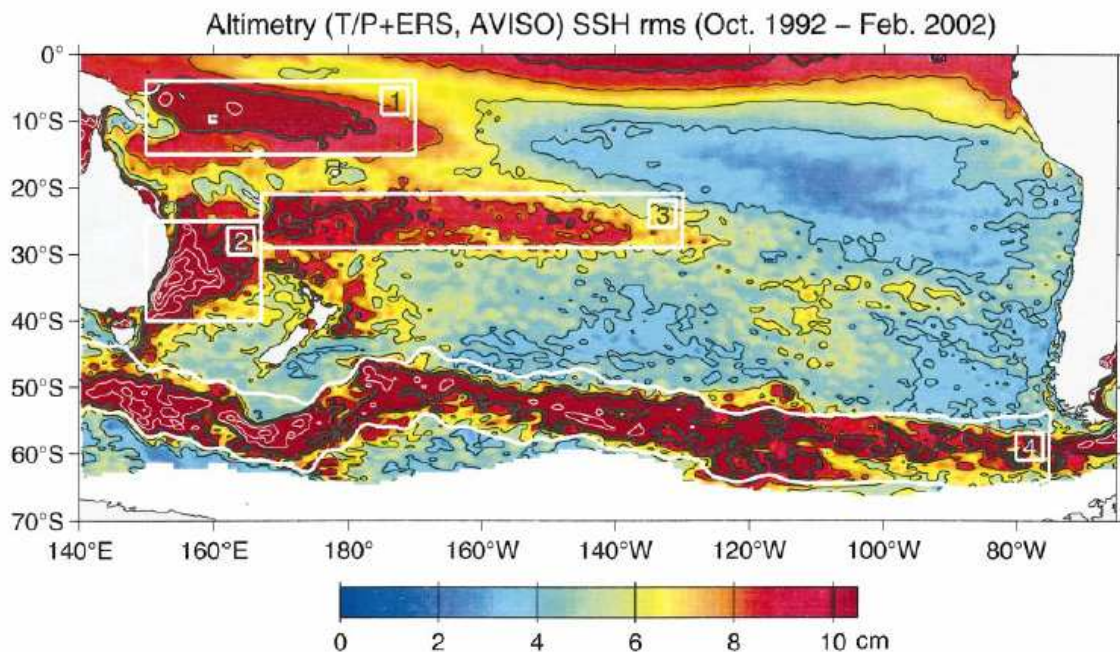
figure I-9 : Circulation climatologique à 200m d'après la climatologie CARS (Rapport SPICE, Ganachaud et al., 2007.)

### ***1.3.5 Variabilité***

Si le Pacifique Sud-Ouest est potentiellement une région importante pour expliquer des variations climatiques aux échelles décennales et plus, il existe peu de travaux explicitant la variabilité de notre domaine d'étude. Les travaux de modélisation (Cai, 2006) ainsi que l'analyse des observations (Roemmich et al., 2007) font état de tendances à long terme associées à un renforcement de la gyre subtropicale qui se traduit par une intensification de l'EAC vers le sud. L'analyse des données montre des tendances de 2.24°C/siècle et de 0.34 psu/siècle pour la période 1944-2002 dans la région située à l'est de la Tasmanie (Ridgway, 2007). Aux échelles interannuelles, les observations des températures XBT à partir des navires marchands montrent une forte variabilité associée à ENSO (Ridgway et al., 1993 ; Holbrook and Bindoff, 1997), principalement vers le nord de la mer de Corail (Delcroix and Hénin, 1989 ; Delcroix, 1998). Le cycle saisonnier vient d'être étudié par Kessler et Gourdeau (2007) à l'aide d'un modèle. La signature uniforme du rotationnel du vent dans le Pacifique Sud-Ouest produit une réponse de la thermocline en phase sur toute la région qui se traduit par des anomalies zonales de courant aux extrémités nord de la zone (10°S) qui sont redistribuées dans les courants de bord ouest. Ainsi quand le SEC s'intensifie lors de la



seconde moitié de l'année, le NGCC fait de même alors que le NQC à l'inverse de l'EAC est ralenti. Qiu and Chen (2004) se sont intéressés à comprendre les mécanismes de variabilité des régions à haute activité tourbillonnaire présentes dans les données altimétriques. Trois zones correspondant à l'EAC, au STCC et au SECC se distinguent (figure I-10). Des instabilités baroclines pour le système STCC-SECC et barotropes pour le système SECC-SEC expliquent la variabilité observée.



**figure I-10 : Variabilité (rms) de l'élévation de surface issue de Qu and Chen (2004) basée sur les données altimétriques TOPEX et ERS 1/2 pour la période 1992-2002. Les lignes noires indiquent les isocontours 0.1m et les lignes blanches les isocontours 0.05m.**

### ***I.3.6 Effets d'îles***

En réalité dans notre région d'étude, parsemée d'obstacles topographiques (

figure I-1), le SEC n'est pas ce large courant décrit dans la littérature. Il va être fortement contraint par les particularités géographiques de notre domaine, et se diviser en jets zonaux à l'encontre des îles.

La modélisation a été la première à faire état de l'interaction du SEC avec les îles du Pacifique Sud-Ouest. Inoué et Welsh (1993) avaient mentionné à partir de leur modèle à gravité réduite la séparation du SEC en jets mais ce sont surtout les résultats de Webb (2000) basés sur le modèle OCCAM  $\frac{1}{4}^\circ$  (figure I-11) qui ont initié l'intérêt pour cette dynamique particulière. Il mentionne les jets du nord et Sud Fidji (JNF,JSF) qui interagissent avec le Vanuatu et la Nouvelle Calédonie pour former le Jet Sud Calédonien (JSC, 24°S), le Jet Nord Calédonien (JNC, 18S), et le Jet Nord Vanuatu (JNV) à 13°S. Dans la suite du travail de Webb (2000), Hughes (2002) a utilisé l'altimétrie pour mettre en évidence la signature de ces jets. La signature de ces structures est également visible dans la climatologie malgré la limitation due à la résolution spatiale de ces données (Qu and Lindstrom, 2002 ; Ridgway and Dunn, 2003 ; Kessler and Gourdeau, 2007).

Les quelques résultats à partir d'observations in situ révélant ces structures sont ceux de Stanton et al. [2001] qui décrit un Jet Sud Fidji à l'aide des données ADCP de la section WOCE P21 et ceux de Sokolol et Rintoul (2000) mentionnés plus haut. Ce n'est que très récemment, grâce aux campagnes SECALIS de l'IRD réalisées à bord du N/O ALIS que nous disposons de mesures directes du flux entrant en mer de Corail.

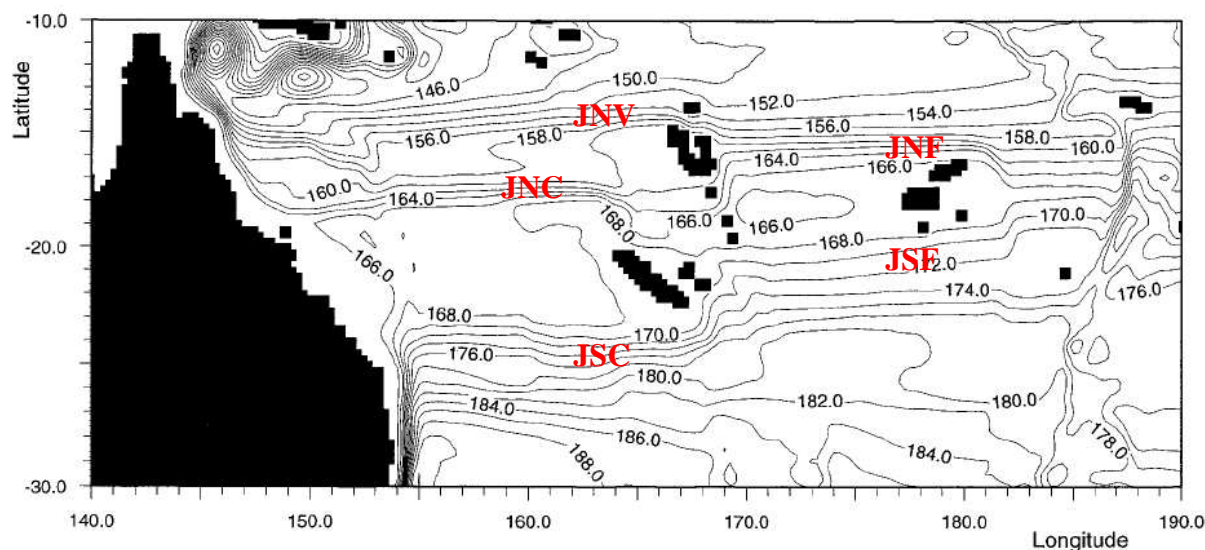


figure I-11 : fonction de courant barotrope pour le modèle OCCAM (Webb [2000])

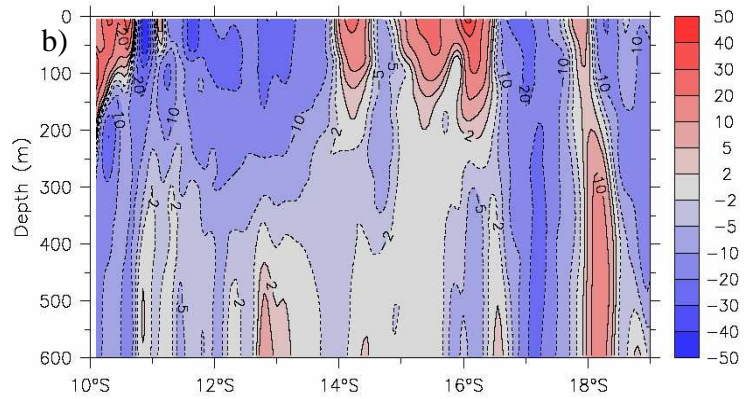
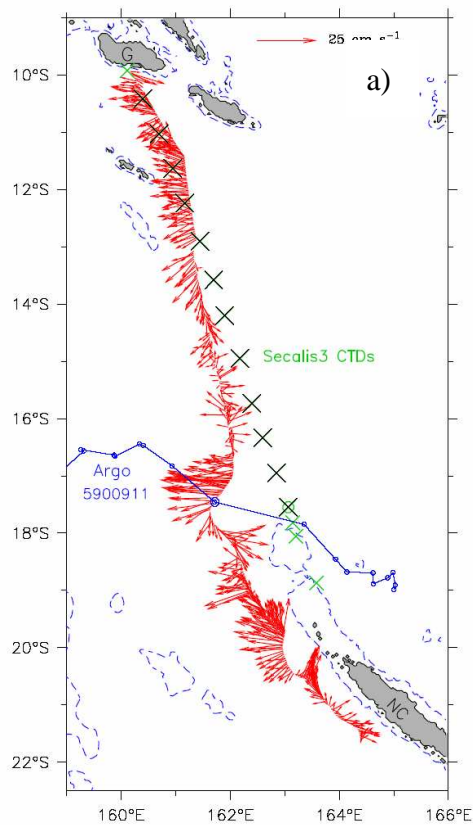


figure I-12 : Les flèches rouges représentent le courant intégré sur les 600 premiers mètres le long de la trajectoire du glider. Les croix vertes représentent les stations effectuées lors la campagne Secalis 3. b) Courant géostrophique absolu déduit des mesures du glider. D'après Gourdeau et al., 2007.

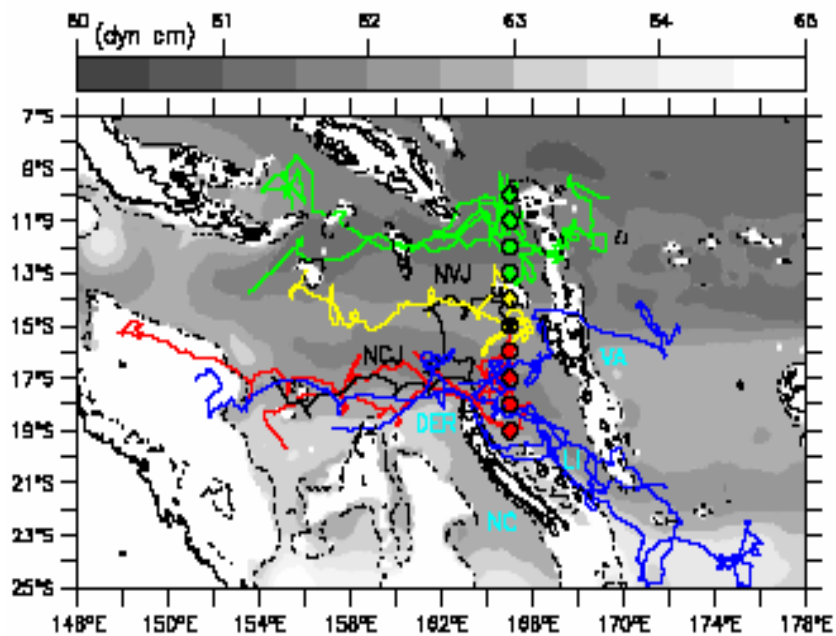


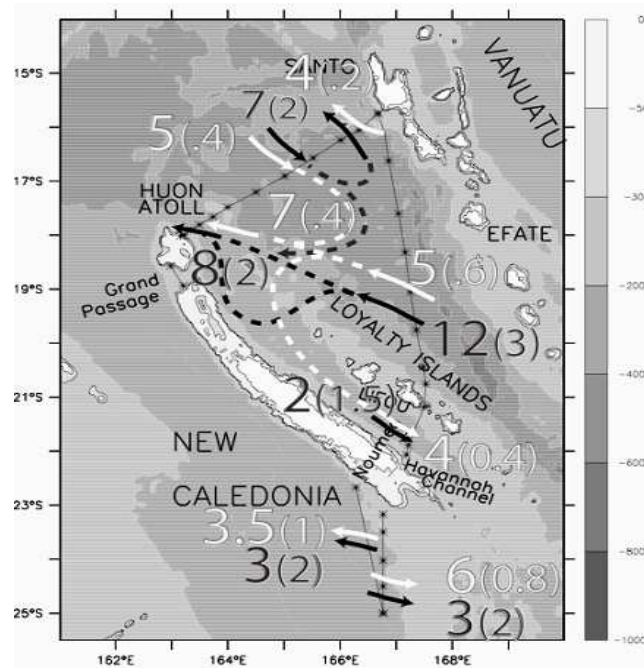
figure I-13 : . Trajectoires de flotteurs Argo à 1000 m déployés durant la campagne Frontalis-3. Les carrés indiquent la position initiale. Les autres flotteurs considérés sont représentés en bleu. La hauteur dynamique moyenne à 1000db relative à 2000db (dyn. cm.) est représentée en couleur de fond. D'après Maes et al., 2007.

Lors de la campagne Secalis 3 (11-24 juillet 2005) à laquelle j'ai participé, les sections entre la Nouvelle Calédonie, les îles Salomon (Guadalcanal) et le Vanuatu (Efaté) ont été échantillonnées permettant d'avoir une description synoptique des Jets Nord Vanuatu et Nord Calédonien. Cette mission fut également l'occasion pour les océanographes de l'IRD Nouméa de mettre à la mer Spray Glider. Un glider est un planeur sous marin autonome dont la trajectoire est ajustée à chacune de ses plongées grâce aux communications satellite. Il a été mis à l'eau à Guadalcanal et a été récupéré au large du récif Calédonien après un voyage de 3 mois et 1640 km. Durant son parcours, il a effectué 573 profils (1 profil tous les 3 km) de température et salinité entre 0 et 600m. La dérive estimée entre deux plongées entre sa position GPS et la route programmée permet de reconstruire le courant intégré sur les 600 m. Les résultats sont décrits dans Gourdeau et al. (2007). Les vitesses absolues déduites par le Glider mettent en évidence la présence d'un intense Jet Nord Calédonien d'une largeur inférieure à  $1^\circ$  avec des vitesses moyennées verticalement de l'ordre de 25 cm/s, ainsi qu'un Jet Nord Vanuatu de  $3^\circ$  de large avec des vitesses absolues de l'ordre de 15 cm/s (figure I-12, a). Si le JNV se caractérise par des vitesses de 20 à 25 cm/s dans les premiers 100m et une structure verticale ne descendant pas au delà de 350m. Le JNC présente une structure quasi barotrope avec des vitesses de 20 cm/s jusqu'à une profondeur de 1000m et plus (figure I-12, b). Cette description du JNC, possible grâce à un échantillonnage dense, n'avait pas été perçue jusqu'alors. Entre le JNC et le JNV existe une zone de contre courant relativement faible mais assez variable spatialement caractéristique d'une zone turbulente. Il est intéressant à noter que ce contre courant dans le sillage du Vanuatu est absent de la climatologie CARS ainsi que des modèles actuels traitant des jets : OCCAM  $\frac{1}{4}^\circ$  (Webb, 2000) et ORCA05 ( $\frac{1}{2}^\circ$ ) (Kessler and Gourdeau, 2007).

La complexité de la circulation entre les îles du Vanuatu et la Nouvelle-Calédonie est illustrée dans un travail récent (Ganachaud et al., 2007, soumis) à partir de l'analyse des données de la campagne Secalis 2 (Novembre 2004) (figure I-14). Le transport associé au SEC est de 20 Sv entre les îles dont seulement 6 Sv bifurque vers le sud de la Calédonie, le reste s'échappant par le nord principalement dans le JNC après de complexes recirculations.

Les travaux récents de Maes et al. (2007) à partir des trajectoires des profileurs ARGO dans le but d'analyser la circulation des eaux Antarctique Intermédiaire (AAIW) aux alentours de 1000m entrant en mer de Corail, confirment la présence de jets en profondeur et

d'une recirculation dans le sillage du Vanuatu (figure I-13). Le JNC apparaît comme un chemin important pour la circulation des eaux de l'AAIW. Ayant participé à la rédaction de cette article, je le joins en Annexe.



**figure I-14 : Transport estimé a travers les sections réalisées lors de la campagne SECALIS-2. Les flèches et nombres blancs correspondent au transport au dessus de  $\sigma_{\theta}=26$ , et les flèches et nombres noirs correspondent au transport entre  $\sigma_{\theta}=26$  et 2000m. Les incertitudes sont représentées entre parenthèses. (D'après Ganachaud et al., 2007)**

## ***Chapitre II : Jets***

La notion de jet est bien répandue en mécanique des fluides où elle est généralement associée à celle de la turbulence. Une littérature importante existe décrivant les aspects théoriques confortés par de nombreuses expériences en laboratoire et simulations numériques. Ces travaux sont souvent en amont de diverses applications industrielles, comme par exemple l'aéronautique, et leurs résultats ne sont pas directement applicables aux fluides géophysiques d'échelle planétaire comme l'atmosphère et l'océan. Le système considéré ici est celui d'une planète en rotation où la force de Coriolis va jouer un rôle important, soumis à un flux d'énergie extérieure comme le rayonnement solaire, dans le cas de la Terre, qui induit une forte stabilité de la colonne de fluide. Nous allons ici montrer quelques évidences de jets en milieu planétaire et présenter quelques mécanismes possibles à même d'expliquer leurs existences. Nous allons également considérer le cas largement discuté dans la littérature des îles Hawaii qui représentent un système d'obstacles topographiques dans un écoulement grande échelle, système pouvant s'apparenter à notre problématique du Pacifique Sud-Ouest.

### ***II.1 Evidence des jets***

Les jets se définissent comme des structures hautement énergétiques de la circulation moyenne, reconnaissables par leurs formes allongées. Les évidences de jets les plus connues en milieu planétaire sont fournies par les images des bandes nuageuses dans les atmosphères des planètes comme Jupiter, Uranus, Saturne, Neptune (Galperin, 2004), par les jets stream circulant dans la troposphère terrestre, et dans l'océan par le Courant Circumpolaire Antarctique et les courants de bord ouest (figure II-1 ).

Récemment, Maximenko et al. (2005), à l'aide des données d'anomalies de niveau de la mer fournies par les satellites altimétriques, ont montré que l'océan global est structuré en bandes de jets zonaux dont les vitesses alternent entre l'est et l'ouest avec la latitude (figure II-2). Leur échelle caractéristique est de l'ordre de 300 km aux moyennes latitudes. Une question importante est de s'assurer que les structures observées ne sont pas la signature aliasée de la propagation de tourbillons. Les auteurs montrent alors que la signature des jets est bien distincte de celle des tourbillons et spéculent sur le rôle des jets dans la régulation de la formation des tourbillons qui en retour participent au maintien des jets.



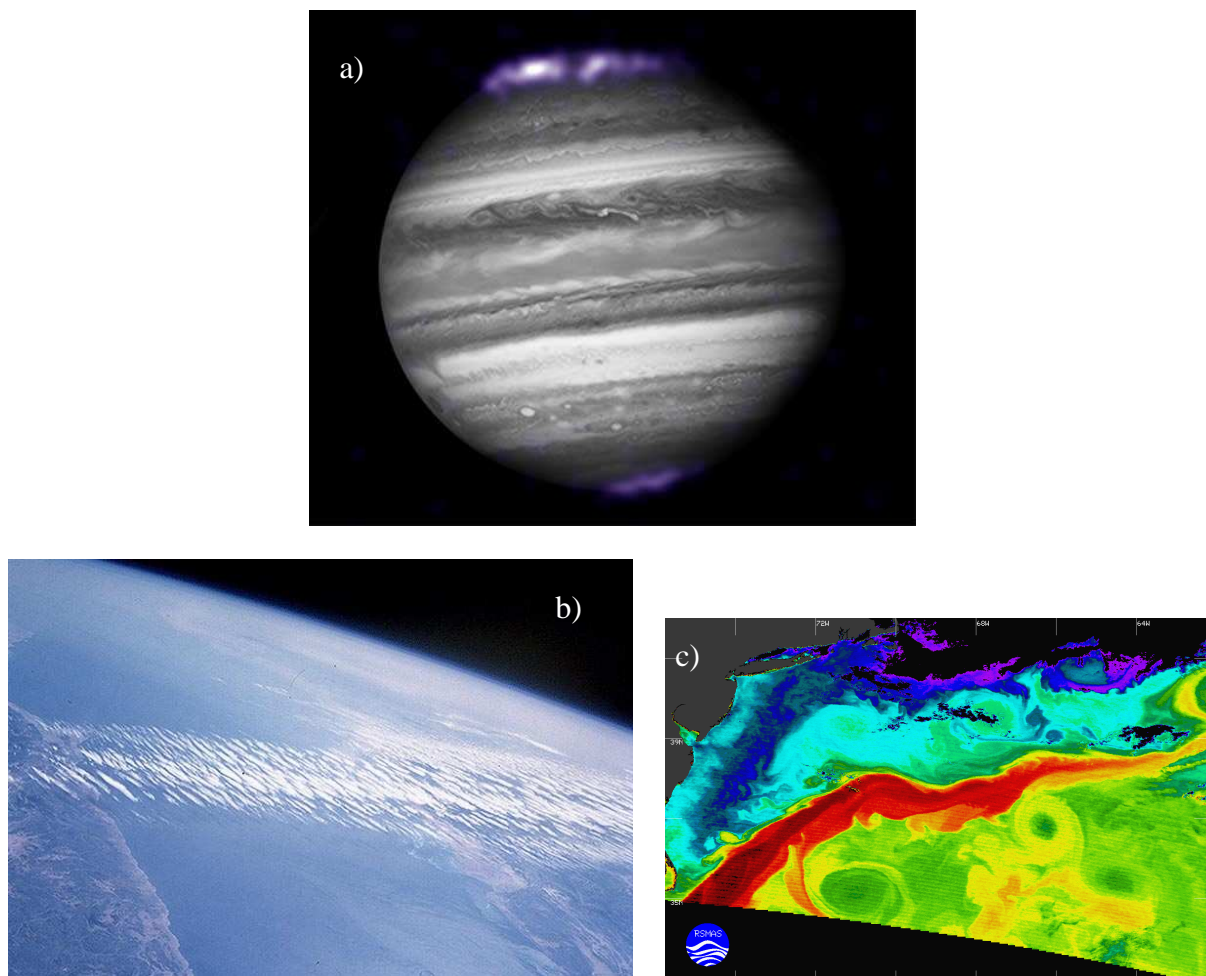


figure II-1 : a) Bandes nuageuses de Jupiter . (Xray :NASA/CXC/SwRI/R.Glastone et al) ; b) Photo montrant la bande nuageuse associée à un jet stream (<http://la.climatologie.free.fr/troposphere/jet-stream.htm>) ; c) Image de SST dérivée des mesures infra rouges de MODIS (Moderate-resolution Imaging Spectroradiometer) au-dessus de la côte est des Etats Unis. Le jet du Gulf Stream est clairement visible en rouge. Les températures varient de 7°C (violet) à 22°C (rouge).

([http://earthobservatory.nasa.gov/Newsroom/NewImages/Images/gulf\\_stream\\_modis\\_lrg.gif](http://earthobservatory.nasa.gov/Newsroom/NewImages/Images/gulf_stream_modis_lrg.gif))

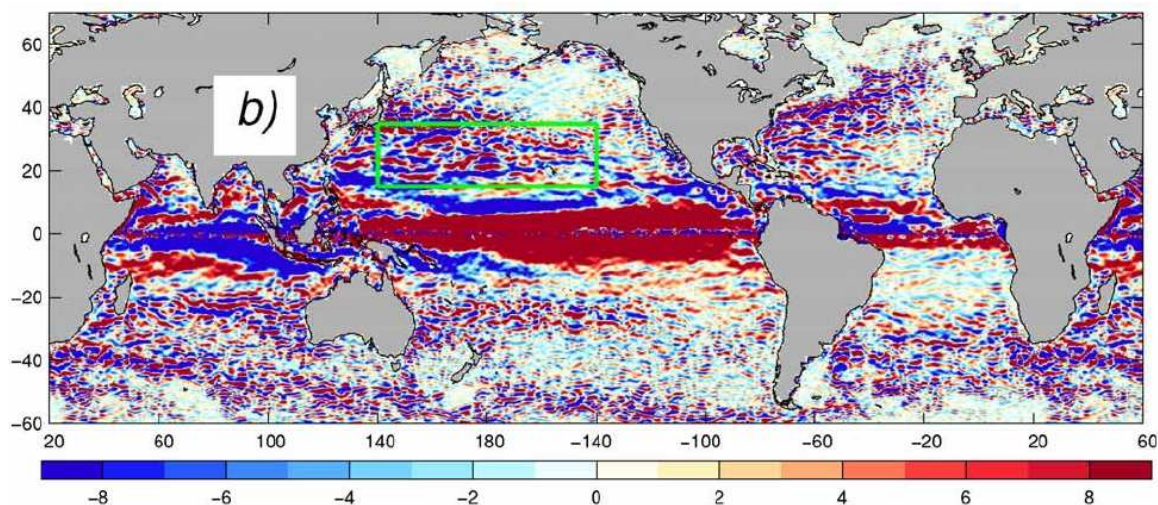
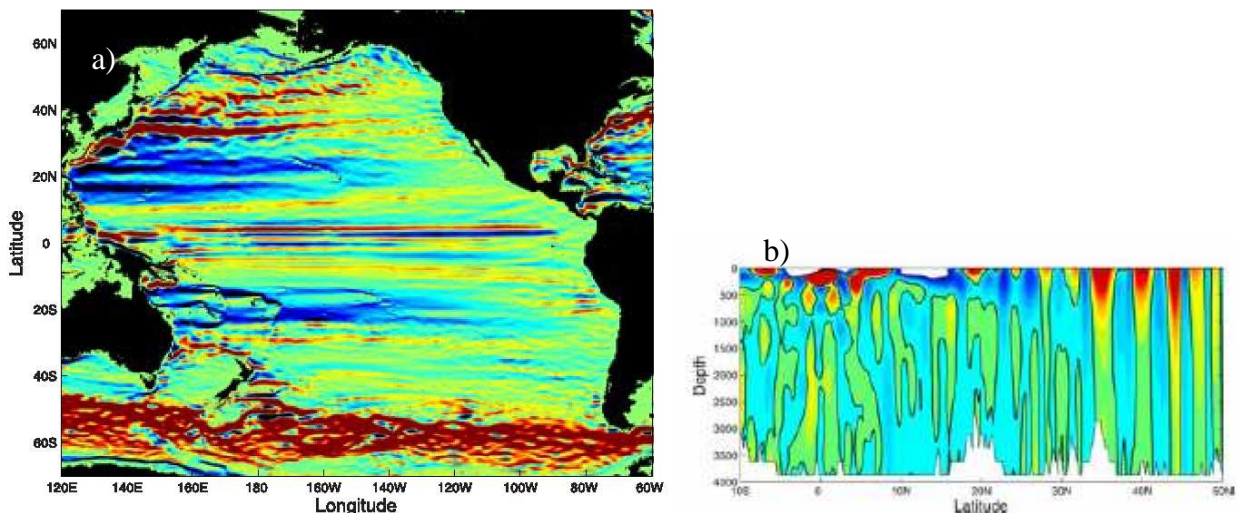


figure II-2 : Anomalies de vitesses zonales moyennées sur 18 semaines. Maximenko et al. (2005).

Mettre en évidence de telles structures océaniques à partir d'observations in situ n'est pas chose facile. A partir de bouées dérivantes, Hogg et Owens (1999) ont détecté des jets présents en profondeur dans le bassin du Brésil. Ces observations viennent étayer les résultats issus de modèles (Tréguier et al., 2003). Dans le Pacifique nord, Roden (1998, 2000) a également observé des séries de jets zonaux. Dans le Pacifique équatorial, à des profondeurs en-deçà du Sous-Courant Equatorial, l'existence de contre-courants en profondeur (Subtropical Counter Currents (SCC) : Tsuchiya jets) est bien connue. Mais de récentes observations montrent la complexité de ce système. A partir de sections méridiennes, Rowe et al. (2000) ont observé vers 400 m une multitude de structures de type jet se superposant au SCC. A partir des campagnes Wespalis (1999, 2000), Gouriou et al. (2006) décrivent également de telles structures avec des maximums de vitesse à des profondeurs de l'ordre de 1000 m. Ils montrent également la grande variabilité de certains de ces jets dont la direction s'inverse d'une campagne à l'autre. Ils suggèrent de possibles mécanismes d'instabilité associés à la présence des îles Gilbert pour expliquer les jets observés.

L'existence de ces structures a motivé les études à partir de simulations de modèles numériques à haute résolution. Pour l'Océan Pacifique, Nakano et Hasumi (2005) ont testé la sensibilité de leur modèle à simuler les jets en fonction de la résolution utilisée. Induite dans la circulation de grande échelle, l'alternance de jets vers l'ouest et l'est apparaît clairement dans leur simulation PCF6 ( $1/4^\circ$  longitude x  $1/6^\circ$  latitude). Ces jets ont des échelles méridiennes de  $3^\circ$  à  $5^\circ$  en accord avec les travaux de Maximenko et al. (2005). En outre, ils s'étendent sur la verticale bien en dessous de la thermocline. Une autre confirmation de l'existence de jets dans les modèles est donnée par Richards et al. (2006) à l'aide du modèle POP ayant une résolution horizontale au  $1/10^\circ$  (figure II-3 a). Ces jets apparaissent comme un élément robuste de la circulation particulièrement visible dans la région tropicale et la bande  $30^\circ\text{N}$ - $55^\circ\text{N}$ . Leur cohérence sur la verticale et dans le temps est particulièrement forte pour la bande  $30^\circ\text{N}$ - $55^\circ\text{N}$ . Dans cette région, les courants associés sont intenses en surface, s'étendent sur toute la verticale et sont persistants dans le temps (figure II-3 b). Dans les subtropiques ( $20^\circ$ - $30^\circ\text{N}$  et S) le signal a des échelles caractéristiques de 4000 km en zonal et 500 km en méridien et semble se propager vers l'ouest.





**figure II-3 : a) Vitesse zonale moyenne (3 ans) à 400m issue du modèle MOM3. b) Section verticale de vitesse zonale à 180E. Les couleurs saturent à -0.06 m/s (bleu) et 0.06 m/s (rouge). D'après Richards et al. (2006)**

Les exemples ci-dessus montrent qu'il a récemment été mis en évidence une classe de structures océaniques que l'on nomme jets, fortement anisotropes et persistantes dans le temps, intermédiaire à la fois spatialement et temporellement entre l'activité mésoéchelle, isotrope, et la circulation lente de grande échelle. Cette échelle est de plus suffisamment intense pour dominer la circulation grande échelle (Richard et al., 2006) ; Nakano et Hasumi, 2005 ; Nakano et Suginohara, 2002). Les implications de l'existence de tels jets peuvent être nombreuses. Et concernent en premier lieu la dissipation de l'énergie dans l'océan. Si les mouvements tourbillonnaires dans l'océan forment des jets zonaux, comme semblent l'indiquer leurs existences dans les modèles « eddy resolving », alors il faut revoir les paramétrisations de la dynamique sous maille dans les modèles à basse résolution d'océan et de climat. Deuxièmement, la présence de cisaillements horizontaux de grande échelle, agissant sur la dispersion des traceurs, peut modifier notre compréhension de la circulation à grande échelle. (Barthello et Holloway, 1991).

## ***II.2 Mécanismes de génération***

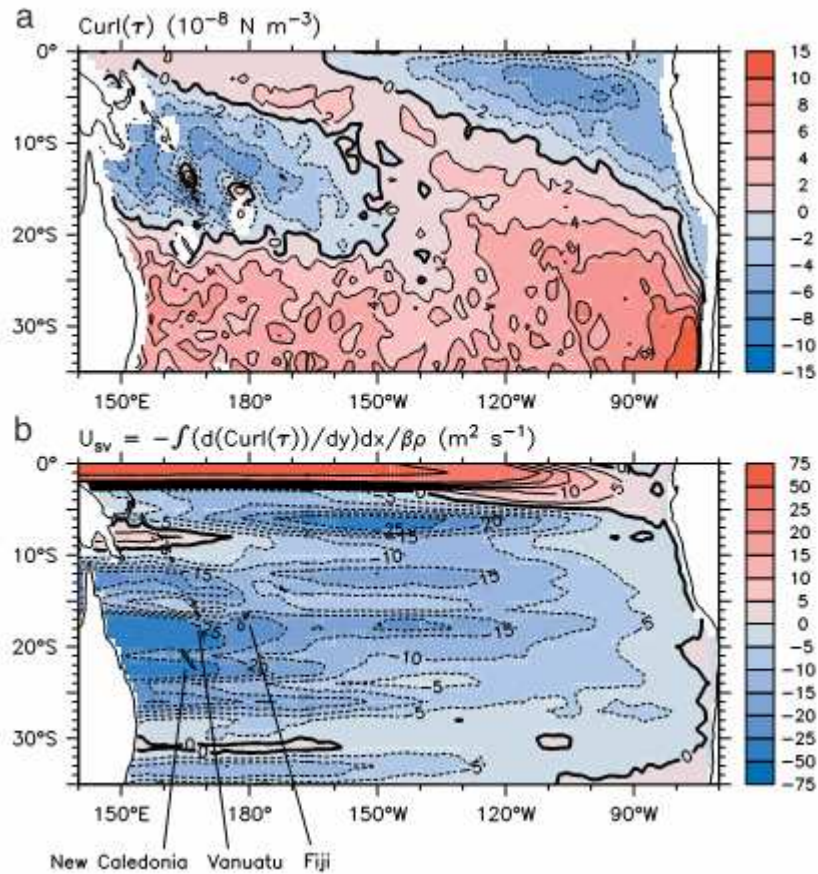
Les caractéristiques d'un fluide géophysique varient avec le nombre de Rossby qui compare le rôle des non-linéarités et celui de la force de Coriolis. La circulation océanique à grande échelle se définit par un nombre de Rossby très largement inférieur à 1 qui souligne l'importance de la force de Coriolis dans l'océan. Le fluide évolue principalement selon des lignes de vorticité potentielle constante qui en plein océan seront largement zonales à cause de

la dépendance en latitude (effet beta) de la force de Coriolis. La force de Coriolis participe donc grandement à l'anisotropie observée dans l'océan avec des caractéristiques d'échelles zonales nettement supérieures aux échelles méridiennes. De même, de part leur anisotropie, les ondes longues planétaires de Rossby jouent un rôle essentiel pour propager zonalement loin de leur source les perturbations à l'origine de leur existence. Ce sont l'effet beta et les effets topographiques qui sont à même de générer ces ondes. Ainsi on peut avoir des ondes de Rossby qui se propagent à une latitude donnée et des ondes topographiques qui suivent les contours f/h. La formation de jets est étroitement associée à la présence d'ondes de Rossby comme nous allons le montrer plus loin. Le rayon de déformation de Rossby est un élément clé pour séparer les processus physiques en jeu selon les échelles considérées. Pour les grandes échelles, les ondes longues de Rossby vont pouvoir se développer, pour des échelles de l'ordre du rayon de Rossby, nous sommes dans le domaine des tourbillons associés à la mésoéchelle, les échelles plus petites étant associées à la turbulence. Il est parfois difficile de distinguer dans l'océan la propagation de tourbillons des ondes de Rossby.

La formation des jets dans l'océan est encore un sujet largement ouvert. Le champ d'investigation est large puisque le milieu peut être considéré barotrope ou barocline et la dynamique linéaire ou non-linéaire.

#### ***- Réponse linéaire de l'océan***

A travers leur étude de modélisation, Nakano et Suginohara (2002) montrent qu'une partie des jets simulés dans le Pacifique peut s'expliquer comme une réponse au forçage de vent à travers la diffusion de modes de Rossby. Tréguier et al. (2003) penchent également pour l'effet du vent comme explication des jets dans le bassin du Brésil. La théorie linéaire de Sverdrup qui relie le rotationnel du vent à la circulation barotrope stationnaire de l'océan peut être suffisante. En effet, Kessler et Gourdeau (2006) ont montré que les vents ERS avaient la signature de jets océaniques couvrant une grande partie du Pacifique (figure II-4).



**figure II-4 : (a) Rotationnel de la tension de vent ERS moyenné sur la période 1991-2000. (b) Transport de Sverdrup zonal calculé à partir de (a). D'après Kessler and Gourdeau, 2006**

Prenant en compte les effets de blocage des îles dans la théorie de Sverdrup, la théorie de l'« Island rule » (règle de l'île) développée par Godfrey (1989) explique la formation de jets aux extrémités des îles. Cette théorie est largement développée au Chapitre V car elle s'applique au premier ordre à notre problème. Pedlovsky (1997) a largement testé la théorie de l'« Island Rule » en étudiant la circulation autour des îles et des rides à partir de solutions analytiques, numériques et expérimentales. Les modèles diagnostics basés sur l'équation de vorticité barotrope ont permis de dépasser le modèle de Sverdrup. Celui-ci prédit qu'en l'absence de forçage du vent, la circulation s'écoule naturellement le long des lignes où la fréquence de rotation terrestre  $f$  est constante, c'est-à-dire le long des lignes zonales, tout comme les ondes de Rossby. Lorsque la topographie  $H$  est prise en compte dans un modèle barotrope non visqueux et linéaire, les lignes  $f$  sont remplacées par les lignes  $f/H$  et la circulation s'écoule naturellement le long de ces lignes tout comme les ondes dites de Rossby topographiques. L'effet qui force la circulation à suivre les contours  $f/H$  est appelé

généralement « effet de stretching topographique ». Dans l'équation de vorticité, le terme de stretching est très important au-dessus des variations topographiques, mais le modèle barotrope est incorrect en ce qu'il ne laisse pas s'exprimer un terme aussi important, lié à la stratification océanique : l'effet JEBAR (Joint effect of Baroclinicity and Relief, Sarkisyan et Ivanov, 1971). Ce terme a été clairement expliqué par Mertz et Wright (1982) comme une composante essentielle du stretching, qui en réduisant les vitesses géostrophiques vers le fond, limite le contact de la topographie avec l'écoulement. Sur cette base, certains auteurs ont affirmé que l'effet topographique était peu important, du moins lorsque l'on se trouve loin des bords continentaux. Mais cette affirmation est fausse notamment dans les régions côtières qui englobent le talus (Marchesiello et al. 1998 ; Marchesiello et Middleton, 2001). Nous discuterons de ces différents effets dans l'analyse de nos résultats.

#### **- *Réponse non-linéaire***

La littérature la plus importante en relation avec les jets concerne la turbulence et les problèmes de rectification qui permettent la réorganisation de la turbulence géostrophique sous forme de structures zonales. Ces processus expliquent les jets observés dans les atmosphères de Jupiter et Saturne. Galperin et al (2004) suggèrent que la même physique peut s'appliquer aux jets océaniques et de récents travaux tentent de montrer l'importance de tels mécanismes dans l'océan (Richards, 2006 ; Nadiga, 2006).

D'un point de vue théorique, Rhines (1994), dans un article de revue, discute des différents mécanismes possibles pour la formation de jets dans l'océan et l'atmosphère. Il ne s'agit pas ici de re-développer ces résultats qui font l'objet de nombreux articles mais de donner un aperçu des conditions dans lesquelles des jets peuvent se former.

Les jets sont associés à la perturbation du système en équilibre. Ici, cette perturbation a la signature d'un gradient de vorticité méridien. La physique des jets peut alors être abordée en considérant l'effet beta et les lois de conservation de la vorticité potentielle et de l'énergie. Cette perturbation est à la base même du concept des ondes de Rossby qui jouent un rôle important pour ordonner et propager zonalement l'énergie lib r e par le système perturbé. L'extension méridienne des jets, ainsi que leur intensité, vont dépendre de l'énergie potentielle (gradient méridien de densité) capable d'être convertie en énergie cinétique, ceci afin de satisfaire la loi de conservation du moment.

La turbulence 2D (milieu barotrope) va jouer un rôle important en permettant une cascade d'énergie inverse qui va transférer de l'énergie des petites échelles vers les grandes. Dans un champ tourbillonnaire, afin de conserver l'énergie du système, les tourbillons interagissant entre eux vont évoluer vers des structures cohérentes à plus grandes échelles. Cette turbulence est associée à un spectre rouge en énergie et à la notion d'ensrophie (vorticité au carré). P.B. Rhines (1975) a montré que cette cascade d'énergie inverse s'arrête lorsque les tourbillons atteignent une dimension égale à la longueur de Rhines ( $L_R$ ).

$L_R = \sqrt{\frac{2U}{\beta}}$ , avec  $U$  représentant la variabilité de la vitesse associée à la méso échelle et  $\beta$  le gradient de vorticité planétaire. L'effet beta est alors primordial pour contrôler la largeur des jets qui ne peuvent dépasser l'échelle de Rhines. Cette turbulence géostrophique va s'accompagner d'un rayonnement d'ondes de Rossby qui vont interagir avec le champ tourbillonnaire et créer une anisotropie favorable à la formation de jets zonaux.

L'instabilité barocline caractéristique de la turbulence 3D est a même de générer une intense activité tourbillonnaire qui va être suivie par une barotropisation des tourbillons et la mise en place de la cascade inverse d'énergie mentionnée plus haut. La figure II-5 illustre le modèle théorique de turbulence géostrophique proposé par Charney (1971). Dans ce modèle, la circulation océanique est un mélange d'écoulements bidimensionnels et tridimensionnels caractérisés par une énergie et une ensrophie. Pour des échelles inférieures à l'échelle de Rhines, l'énergie va transiter par cascade inverse vers des tourbillons de la taille de l'échelle de Rhines. A cette échelle la cascade inverse d'énergie s'arrête. La dispersion des ondes de Rossby se charge de rediriger l'énergie vers les modes de Rossby zonaux. Dans le même temps, il y a une cascade d'ensrophie vers les petites échelles où elle est dissipée par la viscosité moléculaire. L'explication de ce schéma peut se faire à travers la conservation de l'énergie du système en prenant en compte l'énergie potentielle ( $E_p$ ), l'énergie cinétique ( $E_c$ ) et l'ensrophie ( $S$ ).  $E_p$  est en  $dh^2$  ;  $E_c$  en  $\frac{dh}{L}$  et  $S$  en  $\frac{dh}{L^2}$  où  $dh$  représente le déplacement vertical pour des structures turbulentes d'échelle horizontale  $L$  (Cushlan-Roisin, 1994 ; chapitre 17). Pour les petites échelles, l'ensrophie en cascading vers les petites échelles augmente plus vite que l'énergie cinétique avec pour conséquence que sa dissipation sera plus importante. La décroissance de l'ensrophie implique une diminution du rapport  $\frac{dh}{L^2}$ . Pour

conserver l'énergie cinétique ( $E_c$  est dominante devant  $E_p$  à ces échelles) le rapport  $\frac{dh}{L}$  doit rester à peu près constant. Ces deux contraintes ont pour effet d'augmenter de façon proportionnelle la taille et l'amplitude des tourbillons, favorisant une cascade d'énergie inverse. Lorsque l'échelle augmente vers le rayon de déformation, l'effet de  $E_p$  en  $dh^2$  devient de plus en plus sensible et l'augmentation de  $E_p$  est compensée par une diminution de  $E_c$ . La conséquence est que  $dh$  et  $L$  continuent à croître mais plus de façon proportionnelle,  $L$  augmentant plus vite que  $dh$ . Les structures s'organisent de manière cohérente pour devenir de plus en plus grandes et leur énergie est principalement potentielle, impliquant une valeur limite pour  $dh$ .

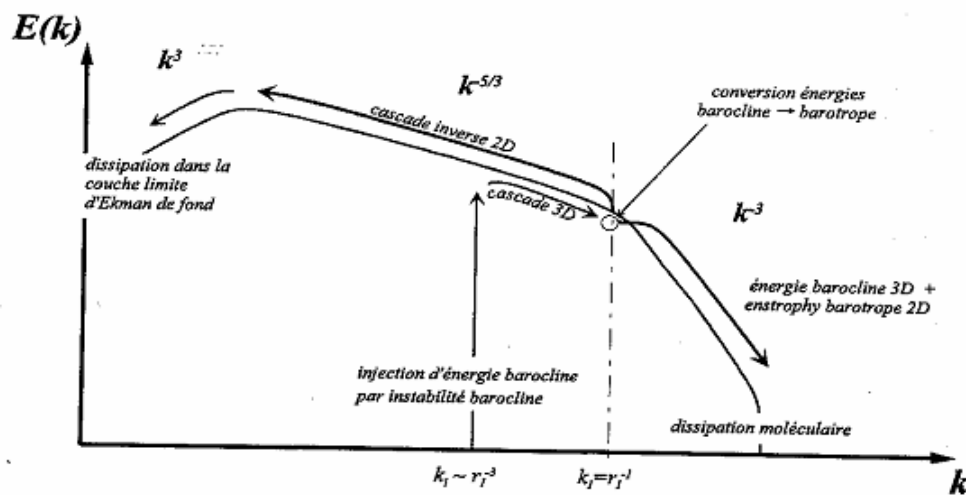


figure II-5: Schéma du spectre d'énergie des écoulements océaniques d'après le modèle de Charney 1971

L'instabilité barocline est sans conteste la situation la plus performante pour former des jets intenses car l'énergie potentielle disponible grâce à la baroclinicité du milieu est importante. Cette énergie importante traduit l'équilibre entre le cisaillement vertical de vitesses et les gradients horizontaux de densité dans l'équation du vent thermique. Les jets anisotropiques résultent d'une interaction entre la variation latitudinale de la composante verticale de la vortacité planétaire (Effet Beta ; Rhines, 1975) et la cascade d'énergie inverse (Charney, 1971) qui transfère l'énergie vers les grandes échelles et en profondeur dans un processus que l'on appelle barotropisation. Ces tourbillons générés par la cascade d'énergie inverse, une fois suffisamment grands pour sentir les effets de la rotation terrestre (échelle de Rhines) s'organisent de façon zonale sous forme de jets. C'est l'effet Rhines.

Ces processus ont fait l'objet de nombreuses études de modélisation souvent idéalisées. Les études expérimentales sont également possibles mais sont souvent contraintes par des hypothèses fortes (Condie et Rhines, 1994 ; Bastin et Read, 1998). Read et al (2004) ont récemment réalisé une expérience sur la plateforme rotative de Grenoble (LEGI) confirmant la formation de jets zonaux à partir d'une cascade inverse d'énergie dans un milieu 3D. En ce qui concerne l'océan, une des conclusions majeures du travail de Richards et al (2006) est que la variation de l'échelle méridienne des jets dans l'analyse de son modèle au  $1/10^\circ$  est consistante avec les variations méridiennes de l'échelle de Rhines. Galperin (2004) suggère que les jets sont maintenus par le moment des tourbillons d'échelles inférieures, expliquant pourquoi les modèles ne résolvant pas les tourbillons ne font pas apparaître de telles structures zonales.

L'intense stratification de surface des océans est censée inhiber la complète barotropisation des écoulements (Fu et Filers, 1980). Néanmoins d'autres auteurs (Nakano, 2005 ; Maximenko, 2005) confirment la cascade d'énergie cinétique barotrope. De plus, la haute cohérence verticale de la structure des jets dans les modèles suggère une dynamique barotrope importante dans un apparent dédain pour la stratification. L'énergie des tourbillons diminuant avec la profondeur suggère que le forçage des jets en profondeur n'est pas local mais que l'énergie importante des couches de surface se propage en profondeur via des processus de barotropisation. Cette vision barotrope des jets décrit assez bien les structures aux hautes latitudes, mais, dans les régions équatoriales, les jets perdent leur cohérence verticale (Nakano et Hasumi, 2005, Richards et al., 2006). Theiss (2004) suggère que dans les tropiques, les jets baroclines se forment aux travers des processus de rectification seulement si l'échelle de Rhines est inférieure au rayon de déformation de Rossby.

Si les jets planétaires semblent devoir leur existence à la réorganisation de la turbulence géostrophique en jets zonaux, les jets du Pacifique Sud-Ouest semblent eux liés à une dynamique de type « Island rule » et peuvent s'expliquer avec la théorie linéaire de Sverdrup comme un effet de blocage des îles sur la circulation grande échelle. Néanmoins, dans ce travail nous allons montrer que les non-linéarités sont également importantes pour expliquer la dynamique des jets du Pacifique Sud-Ouest qui au final n'est pas aussi simple que celle prédite par la théorie de Sverdrup.

L'intensification des jets vers l'ouest du Bassin a été remarquée par de nombreux auteurs sans pour autant que cette asymétrie soit expliquée. Nadiga (2006) suspecte que cette

intensification des jets vers l'ouest soit en lien avec la forte énergie cinétique turbulente des courants de bord ouest et de leur séparation à la côte. Une autre explication pourrait être en lien avec l'asymétrie de la bathymétrie entre l'est et l'ouest des bassins océaniques. En effet, les effets topographiques entraînant de la turbulence, et la turbulence, de la rectification en courant zonaux (jets), cette hypothèse pourrait expliquer l'intensification des jets dans la partie ouest des océans. Aussi au niveau atmosphérique, la topographie des îles a pour effet de générer des dipôles de rotationnel de vent à même d'accentuer l'intensité des jets (Kessler et Gourdeau, 2006, cf. chapitre 3).

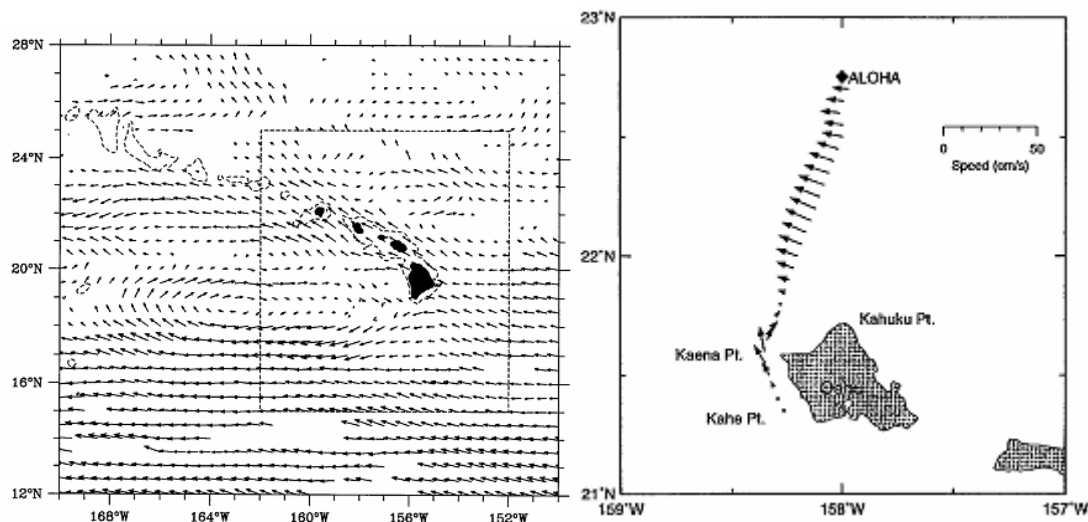
### ***II.3 Jets et îles : Le cas des îles Hawaï***

Si l'étude des interactions entre la circulation grande échelle de la gyre subtropicale et les nombreuses îles du Pacifique Sud-Ouest commence juste à être abordée, dans l'hémisphère nord, il existe une importante littérature qui traite des effets de la ride Hawaïenne. Des efforts importants ont été entrepris afin de caractériser certains aspects de la circulation autour de Hawaï avec notamment des campagnes de mesure effectuées de façon répétitive (programme HOT). La ride de Hawaï se définit comme une barrière topographique plus ou moins prononcée de 2900km dans un flux relativement faible ( $<0.05$  m/s) correspondant à la circulation de la gyre subtropicale du Pacifique Nord (Roden, 1991). Le centre de la gyre se déplaçant vers les pôles avec la profondeur, dans les couches de surface, la circulation dirigée vers le sud-est est quasiment parallèle à la ride de Hawaï et dans les couches profondes, la circulation dirigée vers le sud-ouest est presque perpendiculaire à la ride. En interagissant avec les obstacles topographiques, les ondes longues planétaires présentes dans le Pacifique sont à même d'induire des processus de rectification du flux et de générer des structures de courant de type jet (Mysak and Magaard, 1983). Dans la région, le signal le plus visible est associé à une intense activité mésoéchelle. Ainsi, les interactions entre la circulation à méso échelle et la topographie sont importantes et peuvent se traduire par des ondes piégées par la bathymétrie, des circulations anticycloniques autour des îles, des tourbillons persistants (Verron et Le Provost, 1985), etc. Dans ce contexte, la méso échelle, les ondes longues planétaires, la baroclinicité de l'océan, la force de Coriolis, la position et la variabilité du flux incident par rapport à la ride et les forces de friction sont autant d'éléments qui interviennent dans les équilibres en jeu dans cette région des îles Hawaï.

Le long de la côte est des îles Hawaï, l'existence du North Hawaiian Ridge Current



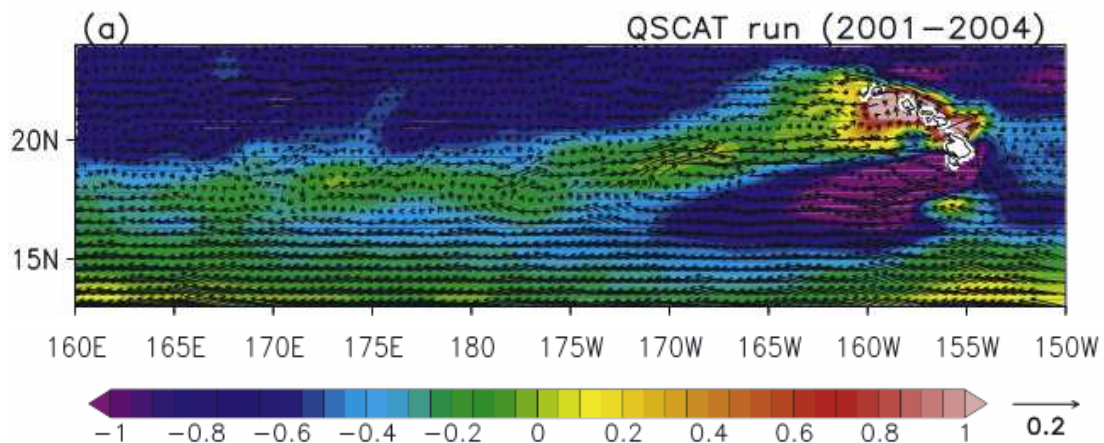
(NHRC) a pu être démontrée bien qu'il soit en partie masqué par une forte activité tourbillonnaire (White, 1983 ; Firing, 1996, Bingham, 1998). Qiu et al. (1997) ont montré que ce NHRC est un simple courant de bord ouest consistant avec la théorie de la règle de l'île (Godfrey, 1989).



**figure II-6 : A gauche, courants de surface obtenus à partir de bouées dérivantes (Qiu et al 1997), à droite : vitesse moyenne de 20 à 120m pour la période 1988-1996 obtenue à partir des mesures ADCP durant les campagnes HOT (Firing et al 1999)**

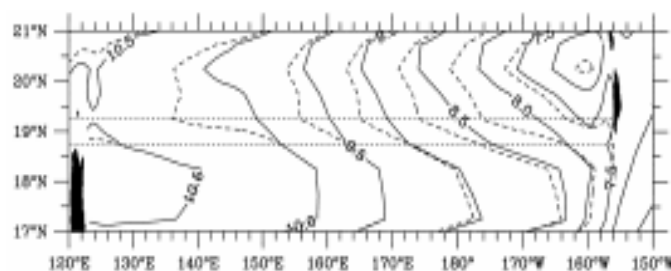
A l'ouest des îles, White et Walker (1985) ont analysé l'effet de la ride sur la circulation de Sverdrup à l'aide d'un modèle numérique. Leurs résultats montrent l'apparition de jets aux extrémités nord et sud des îles, résultat classique d'une dynamique de type règle de l'île. Si l'évidence de jets zonaux à l'ouest des îles Hawaï a bien été montrée, leur caractéristique est sensiblement différente de celle prédite par la simple théorie de la règle de l'île. Notamment, dans le sillage des îles Hawaï, les observations font état de recirculations et d'un contre courant vers l'est entre 18°N-21°N dans le sillage de Big Island (Qiu et al., 1997 ; Qiu et Durland, 2002). Il est appelé le « North Hawaiian Lee Counter Current » (NHLCC). Un élément important pour expliquer les structures observées est l'effet perturbateur des îles sur le champ de vent qui génère des dipôles de rotationnel de vent sur les îles. En général, ces dipôles sont localisés près des îles mais Xie et al. (2001) ont montré que les anomalies de rotationnel de vent s'étendaient vers l'ouest sur plus de 3000km, expliquant ainsi l'extension zonale du NHLCC visible jusqu'à 160°E. La découverte de ce courant rejoint celle, dans les années 1970, du Subtropical Counter Current (STCC) à l'ouest du Pacifique qui s'étend vers l'est à travers le courant équatorial nord (Wirtky, 1975 ; Hasunuma et Yoshida, 1978 ; White et Hasunuma, 1982). Xie et al. (2001) suggèrent que le couplage des eaux chaudes du Pacifique advectées par le NHLCC avec l'atmosphère maintiennent ces anomalies de vent

entre le bord ouest du Pacifique et les îles Hawaï. A l'aide d'un modèle couplé, Sasaki et Nonaka (2006) mettent en évidence d'importantes rétroactions entre l'océan et l'atmosphère, confirmant ainsi les travaux de Xie et al (2001). Ils montrent que le sillage atmosphérique des îles Hawaï est à l'origine du HLCC amenant des eaux chaudes depuis la partie est du bassin. La convection engendrée par les eaux chaudes induit une convergence des vents qui se traduit par des anomalies de rotationnel capables d'entretenir le HLCC (figure II-7). Il est intéressant de noter ici l'effet sur la circulation grande échelle des îles Hawaï.



**figure II-7 : Rotationnel de la tension de vent en couleur (10-7 N/m<sup>3</sup>) et courant à 38m en m/s (flèches) d'après Sasaki et Nonaka (2006).**

Si l'effet atmosphérique est dominant pour forcer le HLCC, Qiu et Durland (2002) analysent l'effet sur le HLCC des interactions entre une île et la gyre subtropicale à travers la théorie de la thermocline ventilée (Luyten et al., 1983). Utilisant un océan idéalisé (2.5 couches), ils montrent comment l'effet de blocage de l'archipel sur l'océan intérieur altère l'intensité du HLCC (figure II-8).



**figure II-8 : zoom sur le sillage des îles Hawaï : les lignes pointillées représentent la solution sans îles. (d'après Qui et Durland, 2002).**



## ***Partie II: Le Modèle***



# ***Chapitre III : Description du « Regional Oceanic modelling System »: ROMS***

## ***III.1 Présentation***

ROMS pour « Regional Oceanic Modeling System » est un code numérique résolvant les équations de la mécanique des Fluides Géophysiques suivant les approximations de Boussinesq, hydrotastique et d'incompressibilité.

L'ancêtre de ROMS est un code appelé SPEM (Semi Spectral Primitive Equation Model). Il a été développé à l'université de Rutgers par Haidvogel (1991), et se caractérise par l'hypothèse du toit rigide et des coordonnées sigma classiques. Song and Haidvogel (1994) ont ensuite développé une version plus élaborée appelée SCRUM (S-Coordinate Rutgers University Model) qui intègre une surface libre et des coordonnées verticales sigma généralisées permettant d'augmenter la résolution verticale en surface et au fond. Ce qui permet à la fois de mieux représenter les couches de mélanges de surface et du fond mais également de rendre plus horizontaux les niveaux supérieurs, amenant à une résolution homogène dans la couche de surface.

Depuis une dizaine d'années, ROMS a connu sous l'impulsion de la communauté internationale d'utilisateurs, de nombreux développements qui font de lui un outil polyvalent tant dans la diversité des configurations employées (celle-ci allant de la circulation côtière, pour laquelle il a été initialement conçu, jusqu'à la circulation en Bassin), que dans les moyens mis en œuvre (outils de pré et post processing ; Roms Tools). Il offre la possibilité de déployer des traceurs passifs, des flotteurs lagrangiens et des mouillages numériques. A ceci s'ajoute la possibilité d'intégrer des modules de disciplines dépendantes de l'hydrodynamique tel que la biologie, la sédimentologie ou la biogéochimie.

Les simulations présentées dans les prochains chapitres ont été effectués avec la version utilisant le nesting de ROMS développée et maintenue par Patrick Marchesiello (IRD Nouméa), Pierrick Penven (IRD Brest) et Laurent Debreu (INRIA : Institut National de Recherche en Informatique et en Automatique, Grenoble). Elle est le fruit d'une collaboration avec J.C McWilliams, Alexander Shchepetkin, Xavier Capet, M. Blaas et Harmut Frenzel de UCLA (University of Californie Los Angeles). Cette version permet notamment d'emboîter des grilles les unes dans les autres en augmentant leurs résolutions grâce à la bibliothèque

AGRIF (Adaptative Grid Refinement in Fortran, Blayo et Debreu 1999). Deux modes de connections entre les grilles sont alors possibles : le mode « one way » et le mode « two way ». En mode « one way », les signaux de grandes échelles sont échantillonnés plus finement et utilisés comme conditions limites pour la grille à plus haute résolution. On parle alors de « downscaling ». Le mode « two way » fonctionne sur le même principe tout en laissant sortir les signaux de la fine échelle vers la grille basse résolution. On parle alors « d'upscaling ».

Cette version de ROMS est parallélisée. Elle peut être compilée avec la bibliothèque MPI (Message Passing Interface). On parle alors de mémoire distribuée, chaque processeurs possède sa propre mémoire et il est alors nécessaire que les différents processus puissent communiquer (s'attendre). Dans le cas de machine multiprocesseurs on peut utiliser la bibliothèque OpenMp (Open Multi Processing ). On parle alors de mémoire partagée, dans ce cas les différents processus partagent la même mémoire et n'ont pas à communiquer entre eux. Néanmoins il faut préalablement s'assurer de la synchronisation des processeurs et/ou attendre que tous la processus soit terminés avant chaque nouveau pas de temps. Elle fonctionne sous différents environnements : super calculateurs, stations Unix et PC linux. Dans le cadre de cette thèse la majorité des simulations ont été réalisées sur le Cluster de PC (UR65/UR103) de L'IRD Nouméa.

Ce chapitre présente d'abord succinctement la formulation générale du code. Puis certains aspects numériques relatifs à notre configuration notamment le problème de la diffusion iso-sigma (diapycnal) seront plus particulièrement développés. Pour une description détaillée du code et des schémas numériques utilisés on se réfère aux principaux papiers qui les décrivent précisément : Shchepetkin et McWilliams 2005, 2003 et 1998 ; Marchesiello et al 2001 ; Large et al 1994.

### ***III.2 Les Hypothèses simplificatrices***

Les écoulements océaniques répondent au principe fondamental de la dynamique, c'est-à-dire que le mouvement d'une parcelle de fluide résulte de l'équilibre des forces qui s'exerce sur elle. C'est une loi physique que traduisent les équations de Navier-Stokes incluant la rotation de la terre. Avec la force de Coriolis, l'autre force majeure dans l'océan résulte des variations de pression autour d'une parcelle de fluide. La pression dépend de la densité, qui peut se déduire de la température et de la salinité, via une relation d'état (loi empirique). On

dispose donc pour modéliser les écoulements océanique d'un système de 5 équations à 5 variables : la vitesse zonale  $u$ , la vitesse méridienne  $v$ , la vitesse verticale  $w$ , la température  $T$  et la salinité  $S$ . Partant de là, une série d'hypothèses basées sur des arguments dimensionnels, permet de simplifier l'écriture des équations. Elles permettent surtout d'aborder leur résolution par les méthodes numériques avec un coût en temps de calcul adapté au moyen actuel. Trois hypothèses classiques et fondamentales pour la modélisation des écoulements océaniques permettent d'obtenir les équations hydrodynamiques de ROMS.

***L'approximation hydrostatique*** vient directement de l'idée que les dimensions horizontales de l'océan sont beaucoup plus grandes que les dimensions verticales, on peut donc se représenter l'océan aux moyennes et grandes échelles comme une couche d'eau peu profonde. Cela signifie que les équations de Navier-Stokes pour la composante verticale de la vitesse se simplifient énormément ; on ne conserve que les termes de l'équilibre hydrostatique. Cette approximation permet une grande économie de calcul car on ne résout pas explicitement les accélérations verticales dont les échelles temporelles et spatiales sont petites. La vitesse verticale se déduit simplement de l'équation de continuité. Néanmoins, les processus océaniques liés à l'accélération verticale comme la convection ou le mélange associé au déferlement d'ondes internes sont paramétrés au sein du module de mélange turbulent (KPP, Large et al 1994).

***L'approximation de Boussinesq*** suppose que la densité de l'eau de mer varie peu dans l'espace et le temps autour d'une valeur moyenne ( $\rho(x, y, z, t) = \rho_0 + \rho'(x, y, z, t)$ ). Cette hypothèse permet de simplifier les équations en linéarisant un certain nombre de termes. Il est alors possible de négliger les variations de densité dans les équations de Navier-stokes à l'exception de la force de gravité (les variations de densité n'interviennent donc plus qu'à travers l'équilibre hydrostatique :  $\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g$  ).

***L'hypothèse d'incompressibilité*** suppose que la masse volumique d'une parcelle de fluide ne varie pas avec la pression. La relation de continuité devient donc une condition de non divergence du champ de vitesse ( $\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0$ ). Cette approximation permet de filtrer les ondes acoustiques. Cependant elle n'implique pas rigoureusement la conservation de la masse, car l'effet mécanique de la pression n'est pas le seul à agir sur la masse volumique puisque les effets physiques de contraction/dilatation thermique et de concentration en sels sont modélisés



pour prendre en compte le forçage thermohalin. Par conséquent, la masse volumique est variable dans le modèle. Ce qui implique que la masse n'est pas strictement conservée. On suppose néanmoins que les effets physiques sont faibles devant les effets mécaniques et que la non conservation de la masse dans le modèle est sans effet sur la circulation.

### ***III.3 Les équations du mouvement***

Les hypothèses exposées précédemment permettent de transformer les équations de Navier-Stokes en équations dites primitives qui facilitent l'étude numérique des écoulements océaniques. Elles peuvent s'écrire en coordonnées cartésiennes (x,y,z,t) dans un repère tournant avec les notations classiques suivantes : la vitesse zonale u, la vitesse méridienne v, la vitesse verticale w, la température potentielle T, la salinité S, l'anomalie de densité  $\rho$ ,  $f = 2\Omega \sin \lambda$  le paramètre de Coriolis (avec  $\lambda$  la latitude,  $\Omega = 2\pi.f$  avec f la fréquence de rotation de la terre) et  $\Phi = \frac{P}{\rho_0}$  est la pression dynamique.

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} u - fv &= -\frac{\partial \Phi}{\partial x} + F^u + D^u \\ \frac{\partial v}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} v + fu &= -\frac{\partial \Phi}{\partial y} + F^v + D^v \\ \frac{\partial \Phi}{\partial z} &= -\frac{\rho g}{\rho_0} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T &= F^T + D^T \\ \frac{\partial S}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla} S &= F^S + D^S \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0\end{aligned}$$

**Équation -1 Les équations du mouvements en coordonnées cartésiennes**

Les termes sources en F représentent les sources de moments (Vent) ou des sources de température ou salinité (rivières, évaporation, précipitation). Les termes puits en D désignent les paramétrisations des processus de dissipation ( $D^u$  et  $D^v$ ) ou de diffusion ( $D^T$  et  $D^S$ ) horizontales et verticales qui sont explicitées dans les sections III.8.1 III.8.2. Les variables pronostiques du code sont u, v, w, S, T tandis que  $\rho$  et  $\Phi$  se déduisent à un instant donné de l'équation d'état puis de l'intégration verticale de l'équilibre hydrostatique. En notant

$\zeta$  l'élévation de la surface libre et  $h$  la profondeur, les conditions aux limites en surface et au fond s'écrivent :

$$z = \zeta \left\{ \begin{array}{l} A_v \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_s^x \\ A_v \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_s^y \\ K_v^T \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{Q}{\rho_0 C_p} \\ K_v^S \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{(E - P)S}{\rho_0} \\ w = \frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} \end{array} \right. \quad z = -h \left\{ \begin{array}{l} A_v \frac{\partial u}{\partial z} = \tau_b^x \\ A_v \frac{\partial v}{\partial z} = \tau_b^y \\ K_v^T \frac{\partial T}{\partial z} = 0 \\ K_v^S \frac{\partial S}{\partial z} = 0 \\ w = -u \frac{\partial h}{\partial x} + v \frac{\partial h}{\partial y} \end{array} \right.$$

### Équations III-2 : les conditions aux limites en surface et au fond

Les termes  $\tau_s^x, \tau_s^y, \tau_b^x$  et  $\tau_b^y$  sont les composantes de la tension visqueuse exercée par le vent sur la surface libre et par le courant sur le fond. Ces tensions visqueuses sont normalisées par  $\rho_0$  pour avoir la même dimension que la pression dynamique.  $Q$  et  $E-P$  désignent respectivement les flux de chaleur et d'évaporation moins précipitation en surface. La fermeture turbulente fournit les coefficients de mélange vertical à l'intérieur de la colonne d'eau : la viscosité  $A_v$ , la diffusivité thermique  $K_v^T$ , la diffusivité haline  $K_v^S$ . Par contre, en surface et au fond, ces coefficients ne sont pas calculés et les termes de flux verticaux dans lesquels ils interviennent sont imposés par les conditions aux limites ci-dessus. En surface, ces conditions permettent d'introduire les principaux forçages océanique : tension exercée par le vent sur la surface, flux de chaleur échangé avec l'atmosphère et flux de salinité par évaporation ou précipitation. Au fond, elles conduisent à considérer un plancher océanique opaque aux flux de flottabilité (imperméabilité du fond). La seule condition qui n'est pas rigoureusement physique est celle du flux de quantité de mouvement sur le fond qui doit être spécifié, même si l'on ne dispose pas d'arguments dynamiques ou cinématiques solides pour le faire. Ce flux, qui représente la tension visqueuse exercée par le courant sur le fond, doit donc être paramétrisé. Trois types de paramétrisation de la friction de fond sont implémentés dans le code:

- **Friction linéaire**  $(\tau_b^x, \tau_b^y) = -r(ub + vb)$

contrôlée par la « vitesse de friction »  $rU$  (homogène à une vitesse).

- **Friction quadratique**  $(\tau^x, \tau^y) = Cd \sqrt{ub^2 + vb^2}$

contrôlée par le coefficient de friction Cd (sans dimension).

- **Couche logarithmique de Von Karman – Prandl** : friction quadratique avec un coefficient de friction  $Cd = \left( \frac{k}{\log[\Delta z_b / z_r]} \right)^2$  si  $Cd^{\min} < Cd < Cd^{\max}$  et qui prend l'une des valeurs limites sinon. L'utilisateur contrôle dans ce cas l'échelle de rugosité,  $z_r$  et les valeurs extrêmes  $Cd^{\min}$  et  $Cd^{\max}$  du coefficient de friction.  $k=0.41$  représente la constante de Von Karman.

Le vecteur  $(ub + vb)$  représente la vitesse horizontale à proximité immédiate du fond. En effet, les composantes u et v du champ de vitesse, ainsi que les champs de traceurs et de densité, sont calculés sur des niveaux verticaux « rho » intercalés entre les niveaux « w », où sont notamment calculés la vitesse verticale, les coefficients de viscosité/diffusivité et la tension visqueuse. Le fond est exactement représenté par le premier niveau w (i.e s=-1) et la tension visqueuse y est calculée avec la vitesse horizontale sur le premier niveau « rho » situé juste au dessus. Les paramétrisations quadratiques et linéaires ont la même expression mais pour celle de Von Karman-Prandl le coefficient Cd est variable car il dépend de la résolution près du fond  $\Delta z_b$  (distance entre le premier niveau rho et le fond). Il atteint sa valeur maximale (minimale) si la résolution au fond est proche (éloignée) de l'échelle de rugosité.

Pour ce travail, nous avons opté pour la friction linéaire. Ce choix est justifié par les bilans de vorticité présentées au chapitre VII qui montre que le frottement de fond n'est pas dominant à l'exception de l'EAC.

### III.4 Coordonnées verticales sigma généralisées

L'une des caractéristiques principales de ce code est son système de coordonnées verticales généralisées qui permettent de suivre exactement la topographie et d'augmenter la résolution en surface et au fond. Ces coordonnées verticales s sont uniformément réparties dans l'intervalle [-1 ; 0]. La correspondance avec les niveaux z se fait par la relation suivante :

$$z = \zeta(1 + s) + hcs + (h - hc)C(s)$$

$$\text{où } C(s) = (1 - b) \frac{\sinh[\theta \cdot s]}{\sinh \theta} + b \frac{\tanh[\theta(s + \frac{1}{2})] - \tanh[\frac{1}{2} \theta]}{2 \tanh[\frac{1}{2} \theta]}$$

Pour contrôler la résolution de la grille verticale il faut définir le nombre de niveaux

verticaux  $N$  et les paramètres  $\theta > 0, 0 < b < 1$  et  $h_c > 0$ . Le paramètre  $h_c$  représente l'épaisseur de la couche superficielle sur laquelle on désire augmenter la résolution. Il est préférable que cette couche soit inférieure à la profondeur minimum de la configuration.  $\theta$  contrôle le taux d'augmentation de la résolution dans cette couche, plus il est élevé plus la résolution augmente dans cette couche, mais au détriment du reste de la colonne d'eau. Pour ne pas introduire de trop fortes discontinuités dans la discrétisation des équations du modèles, il est recommandé de s'en tenir à des valeurs raisonnables ( $\theta < 8$ ).  $b$  contrôle l'augmentation de la résolution dans la couche de fond.  $b=1$  correspond à une augmentation identique à celle de surface,  $b=0$  ne correspond à aucune augmentation de la résolution au fond. Lorsque  $\theta=0$ , on retrouve l'expression des coordonnées sigma classique :

$$\sigma = s(\theta \rightarrow 0) = \frac{z - \zeta}{h + \zeta}$$

### ***III.5 Ecriture dans le nouveau système de coordonnées***

Horizontalement, les équations sont écrites en coordonnées curvilignes orthogonales  $(\xi(x,y), \eta(x,y))$ , ce qui permet de mieux traiter les frontières de forme complexe et d'augmenter la résolution dans les régions d'intérêt. Les nouvelles coordonnées s'obtiennent en calculant les distances curvilignes  $d\xi$  et  $d\eta$  entre 2 points, qui sont liées aux longueurs d'arc par les facteurs d'échelle  $m(\xi, \eta)$  et  $n(\xi, \eta)$ . Les facteurs d'échelle dépendent de la grille du modèle et de la sphéricité de la terre, ils sont calculés une fois pour toutes. Le changement de coordonnées s'effectue en deux étapes. Les équations du mouvement et les conditions aux limites sont réécrites en changeant d'abord les coordonnées verticales puis en passant en coordonnées curvilignes. Cela revient à substituer d'abord les dérivées partielles par leurs expressions dans le repère  $(x, y, s)$  puis à substituer les dérivées horizontales par leurs expressions en coordonnées curvilignes. Le changement de variable vers les coordonnées sigma généralisées et curvilignes s'effectue de la façon suivante :

$$z \rightarrow s \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x} \Big|_z = \frac{\partial}{\partial x} \Big|_s - \frac{1}{H_z} \frac{\partial z}{\partial x} \Big|_s \frac{\partial}{\partial s} \\ \frac{\partial}{\partial y} \Big|_z = \frac{\partial}{\partial y} \Big|_s - \frac{1}{H_z} \frac{\partial z}{\partial y} \Big|_s \frac{\partial}{\partial s} \\ \frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{H_z} \frac{\partial}{\partial s} \\ H_z \equiv \frac{\partial z}{\partial s} \end{array} \right. \quad et \quad x, y \rightarrow \xi, \eta \left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial}{\partial x} = m \frac{\partial}{\partial \xi} \\ \frac{\partial}{\partial y} = n \frac{\partial}{\partial \eta} \end{array} \right.$$

Le champ  $H_z$  pourrait être calculé analytiquement en tout point de la grille, mais il a été choisi de le calculer discrètement afin que la somme de  $H_z$  sur la verticale corresponde exactement à la profondeur  $h + \zeta$ . Les équations du mouvement dans le nouveau système de coordonnées sont données ci-dessous sous forme de flux pour permettre l'écriture de schémas numériques conservatifs.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{H_z u}{mn} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{H_z u^2}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{H_z uv}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{H_z u \Omega}{mn} \right) - \left\{ \frac{f}{mn} + v \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{1}{n} - u \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{1}{m} \right\} H_z v \\ &= - \frac{H_z}{n} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial \xi} + \frac{\rho g}{\rho_0} \frac{\partial z}{\partial \xi} + g \frac{\partial \zeta}{\partial \xi} \right\} + \frac{H_z}{mn} (F^u + D^u) \\ & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{H_z v}{mn} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{H_z uv}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{H_z v^2}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{H_z v \Omega}{mn} \right) - \left\{ \frac{f}{mn} + v \frac{\partial}{\partial \xi} \frac{1}{n} - u \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{1}{m} \right\} H_z u \\ &= - \frac{H_z}{m} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial \eta} + \frac{\rho g}{\rho_0} \frac{\partial z}{\partial \eta} + g \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right\} + \frac{H_z}{mn} (F^v + D^v) \\ & \frac{\partial \phi}{\partial s} = - \frac{H_z \rho g}{\rho_0} \\ & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{H_z T}{mn} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{H_z u T}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{H_z v T}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{H_z \Omega T}{mn} \right) = \frac{H_z}{mn} (F^T + D^T) \\ & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{H_z S}{mn} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{H_z u S}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{H_z v S}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{H_z \Omega S}{mn} \right) = \frac{H_z}{mn} (F^S + D^S) \\ & \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{H_z}{mn} \right) + \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{H_z u}{n} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{H_z v}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left( \frac{H_z \Omega}{mn} \right) = 0 \\ & \rho = \rho[T, S, z(\xi, \eta, s)] \end{aligned}$$

**Équation III-3 : les équation du mouvement dans le nouveaux système de coordonnées  $(\xi, \eta, s)$**

où  $\Omega = \frac{1}{H_z} \left[ w - \frac{\partial z}{\partial t} - mu \frac{\partial z}{\partial \xi} - nv \frac{\partial z}{\partial \eta} \right]$  représente la vitesse verticale en coordonnées sigma généralisées. Les conditions en surface et au fond sont données par les expressions suivantes. Sous cette forme, les conditions cinématiques sur la vitesse sont exactes, ce qui constitue l'atout majeur des coordonnées verticales suivant la topographie.

$$s = 0 \left\{ \begin{array}{l} \frac{A_v}{H_z} \frac{\partial u}{\partial s} = \tau_s^x \\ \frac{A_v}{H_z} \frac{\partial v}{\partial s} = \tau_s^y \\ \frac{K^T_v}{H_z} \frac{\partial T}{\partial s} = \frac{Q}{\rho_0 C_p} \\ \frac{K^S_v}{H_z} \frac{\partial S}{\partial s} = \frac{(E - P)S}{\rho_0} \\ \Omega = 0 \end{array} \right. \quad \text{et} \quad s = -1 \left\{ \begin{array}{l} \frac{A_v}{H_z} \frac{\partial u}{\partial s} = \tau_b^x \\ \frac{A_v}{H_z} \frac{\partial v}{\partial s} = \tau_b^y \\ \frac{K^T_v}{H_z} \frac{\partial T}{\partial s} = 0 \\ \frac{K^S_v}{H_z} \frac{\partial S}{\partial s} = 0 \\ \Omega = 0 \end{array} \right.$$

### III.6 Discrétisation spatiale

Les dérivées horizontales sont approximées par différences finies sur une grille décalée Arakawa de type C. Cette grille est particulièrement bien adaptée aux problèmes de résolution plus fine que le rayon interne de déformation de Rossby. En ne moyennant pas l'élévation de surface elle permet notamment de ne pas dégrader la relation de dispersion des ondes de gravité lorsque la résolution augmente. Par contre, à basse résolution, les ondes de Rossby et d'inertie-gravité sont moins bien résolues qu'avec une grille de type B. En effet, sur une telle grille, la force de Coriolis doit être moyennée sur deux points. Cet inconvénient n'est pas vraiment contraignant si la résolution est suffisante pour résoudre la dynamique méso-échelle. (Griffies et al 2000). Les dérivées verticales sont estimées par différence finie sur une grille verticale dans laquelle les points « rho » sont intercalés entre les points  $\Omega$ . D'une manière générale, ces grilles décalées permettent l'écriture de l'ensemble des termes sous forme de flux en limitant de manière optimale le nombre d'opérateur de moyenne. Cela permet d'optimiser la conservation de la quantité de mouvement et des traceurs dans le domaine. En outre, elles permettent également une discrétisation efficace des dérivées spatiales par des schémas d'ordres élevés.

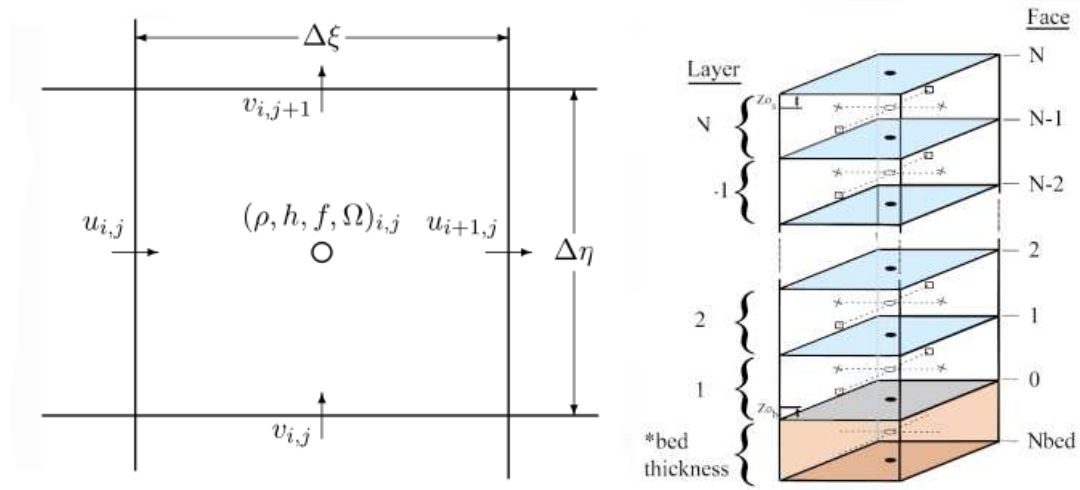


figure III-1 : Arakawa grille C et grille verticale décalée

### III.7 Séparations des modes et discrétisation temporelle

Afin de limiter les coûts de calcul, les modes barotrope (dynamique 2D rapide) et barocline (dynamique 3D lente) sont calculés séparément dans le code. Les équations primitives et l'équation de continuité sont intégrées verticalement pour fournir 3 équations régissant l'évolution des 3 variables du mode barotrope  $(\overline{u}, \overline{v}, \overline{\zeta})$ . L'itération temporelle du mode rapide est exécutée  $N_{bt}$  fois entre deux itérations du mode barocline, où  $N_{bt}$  est le rapport du pas de temps barocline sur le pas de temps barotrope. Le mode barotrope étant beaucoup moins coûteux que le mode barocline, le gain en temps de calcul est considérable. Le couplage entre les deux modes s'effectue à travers une série de substitutions entre les vitesses barotropes du modèle et l'intégrale verticale des vitesses baroclines. Ce couplage est optimisé de manière à empêcher le développement d'instabilités numériques notamment par la répercussion de la compressibilité sur la densité à chaque pas de temps barotrope. Les vitesses du modèle 2D sont moyennées temporellement entre chaque pas de temps barocline avant d'être réinjectées dans le modèle 3D. Ce couplage permet d'éviter le phénomène d'aliasing des hautes fréquences résolue en 2D seulement. Cette opération s'effectue par l'intermédiaire d'un filtre temporel centré sur un temps intermédiaire dans l'itération barocline. On se réfère à Shchepetkin et McWilliams [2005] pour plus de détails sur ce filtre et plus généralement sur les différents aspects techniques de la séparation des modes. On remarque néanmoins que c'est le mécanisme de couplage des modes qui permet de conserver rigoureusement le volume.

Toutes les équations (2D et 3D) sont discrétisées temporellement par un schéma explicite

du type prédicteur (leapfrog) / correcteur (Adams-Moulton) d'ordre 3. Ce schéma est très robuste, il permet notamment d'élargir l'intervalle de stabilité et de réduire considérablement le caractère dispersif du leapfrog. Il est ainsi possible de fortement limiter l'utilisation de la viscosité turbulente horizontale et par conséquent d'augmenter la résolution explicite des structures à l'échelle de la maille. De plus, la stabilité optimale de ce schéma permet d'augmenter le pas de temps par rapport aux schémas traditionnels. Ce qui compense largement le surcoût numérique de l'algorithme prédicteur-correcteur. Ces deux derniers points constituent les atouts majeurs de ce code : rapide et peu dispersif. Le pas de temps est généralement contraint par la propagation des ondes longues d'inertie-gravité de surface qui fournit une condition de stabilité de Courant-Friedrichs-Levy (CFL) du type  $\Delta t_{bt} < \frac{\Delta x}{C_{bt}}$  où  $C_{bt} = \max(\sqrt{gh + u})$  représente la vitesse maximale de propagation des ondes barotrope. La résolution de la dynamique lente se limite alors à un bon échantillonnage du processus de propagation non-linéaire des longues ondes internes d'inertie-gravité (i.e.  $\Delta t_{bc} < \frac{\Delta x}{C_{bc}}$  où  $C_{bc}$  est la vitesse de propagation du premier mode barocline). Cette dynamique est généralement bien résolue en prenant  $N_{bt} \approx \frac{C_{bc}}{C_{bt}} \approx O(50)$ . La friction de fond, qui est calculée explicitement, peut également devenir la source de la contrainte temporelle lorsqu'on augmente le coefficient de friction ou la résolution verticale au fond (par exemple, pour une paramétrisation linéaire de la friction de fond, on a une condition du type  $\Delta t_{bc} < \frac{\Delta z}{r}$ ). Les termes de viscosité/diffusivité verticale ne contraignent pas la résolution temporelle car ils sont calculés implicitement.

## ***III.8 La fermeture turbulente***

### ***III.8.1 Le mélange horizontal***

En fonction du schéma d'advection utilisé, les processus de mélange turbulent horizontaux peuvent ou non être paramétrisés par des termes de dissipation/diffusion harmonique et/ou biharmonique. En général l'utilisation d'un schéma d'advection diffusif et peu dispersif permet de ne pas utiliser ces paramétrisations. Mais dans notre cas, la mise à jour d'un problème de diffusion diapycnal du à la diffusion implicite du schéma d'advection horizontale appliquée à la coordonnée verticale sigma nous a amené à utiliser un opérateur d'advection non diffusif et à paramétrer une diffusion de type Smagorinsky pour les traceurs.



La loi de Smagorinsky (1963) fait dépendre le coefficient de dissipation aux dimensions de la grille et au cisaillement de l'écoulement :

$$Ah \propto \Delta x^2 \sqrt{\left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right) \left( \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \right)}$$

Par contre pour l'advection du moment, nous avons fait le choix de conserver le schéma d'advection classique. Nous n'avons donc utilisé l'opérateur diffusif de type Smagorinsky pour le moment uniquement dans les configurations linéaires.

### ***III.8.2 Le mélange vertical***

La dynamique verticale sous maille non résolue par le modèle est paramétrisée dans ROMS par le modèle de fermeture turbulente KPP (Large et al 1994). Deux paramétrisations distinctes des coefficients de viscosité/diffusivité verticale turbulente sont appliquées dans la colonne d'eau : l'une pour l'océan intérieur et les autres pour les couches de mélange de surface et de fond. L'épaisseur des couches de mélange dépend du forçage en surface et au fond et des profils verticaux de vitesse et de densité. Elle sont déterminées par une valeur critique d'un nombre de Richardson volumique intégré depuis la surface ou le fond. Entre ces deux couches, dans la région intérieure, 4 processus de mélange vertical sont paramétrisés : *les instabilités dues aux cisaillements verticaux, le déferlement des ondes internes, la double diffusion et l'instabilité statique* (convection). Dans les couches de mélange, les coefficients de viscosité/diffusivité sont formulés selon la théorie des similarités. Ces coefficients et leurs gradients doivent être continus aux interfaces de séparation des 3 domaines. Il a été montré que le modèle KPP permet de modéliser avec précision des processus tels que : l'approfondissement de la couche de mélange de surface par convection, le cycle diurne ou le forçage par les tempêtes. Toutefois, dans cette étude, suivant la paramétrisation de Gent et Large (1998), ni la double diffusion ni le terme non-local n'ont été utilisés.

#### ***La région intérieure***

Les coefficients de viscosité/diffusivité dans la région intérieure sont donnés par les expressions suivantes :

$$\begin{cases} A_v = A_w + A_s + A_c \\ K_v^T = K_w^T + K_s^T + K_c^T + K_{dd}^T \\ K_v^S = K_w^S + K_s^S + K_c^S + K_{dd}^S \end{cases}$$

Chaque terme des seconds membres de ces équations représente un processus générant du mélange vertical : w pour internal Wave (ondes internes), s pour vertical Shear (cisaillement vertical), c pour Convective adjustment (instabilité statique) et dd pour Double Diffusion. Les 3 premiers processus impliquent à la fois la quantité de mouvement et les traceurs, tandis que le dernier est purement diffusif. Le déferlement des ondes internes, correspond aux valeurs minimales des coefficients, il est représenté par les premiers termes. Cette paramétrisation s'inspire des travaux de Garret et Holloway (1984). En l'absence de stratification dans la région intérieure, elle entraîne des valeurs maximales de l'ordre de  $3.10^{-3} m^2 s^{-1}$  pour la viscosité et de  $3.10^{-4} m^2 s^{-1}$  pour les diffusivités.

$$A_w = \frac{10^{-6}}{\sqrt{\max(N^2, 10^{-7})}} \quad K_w^T = K_w^S = \frac{10^{-7}}{\sqrt{\max(N^2, 10^{-7})}}$$

Les instabilités générées par les cisaillements verticaux (de type Kelvin-Helmoltz) sont une source de mélange vertical qui est paramétrisé par les seconds termes qui sont calculés en tout point de la grille en fonction du nombre de Richardson local Ri.

$$Ri(\xi, \eta, s) = \frac{N^2}{|\partial_z u h|^2}$$

Ce nombre représente un ratio entre les aspects stabilisateurs de la stratification et déstabilisateurs du cisaillement vertical. Quand il est élevé ( $Ri \approx 0.7$  dans KPP), le cisaillement vertical est trop faible pour vaincre la stratification et ce terme ne produit pas de mélange vertical. Quand Ri est proche de 0, la stratification ne peut empêcher le développement d'instabilités de cisaillement qui produisent un mélange vertical paramétrisé par la valeur maximal  $5.10^{-3} m^2 s^{-1}$  et sinon de la façon suivante :

$$A_s = K_s^T = K_s^S = 5.10^{-3} \left[ 1 - \left( \frac{Ri}{0.7} \right)^2 \right]^3 \text{ pour } 0 < Ri < 0.7$$

et

$$A_s = K_s^T = K_s^S = 0 \text{ pour } Ri > 0.7$$

Le mélange verticale par instabilité statique est paramétrisé par les troisièmes termes

auxquels sont attribués une valeur volontairement excessive ( $10^{-1} m^2 s^{-1}$ ). Celle-ci n'est prise en compte qu'en présence d'une stratification instable. Lorsque dans la grille intérieure du modèle existe un gradient de densité négatif ( $\frac{\partial \rho}{\partial z} < 0$ ), ce gradient est alors éliminé progressivement par un mélange vertical très intense. Contrairement à un ajustement convectif qui affecte la valeur moyenne de la densité aux points concernés. C'est cette paramétrisation qui requiert le plus la discrétisation des termes de mélange par un schéma implicite.

$$N^2 < 0 \Rightarrow A_c = K_c^T = K_c^S = 0.1$$

La double diffusion provoque un mélange vertical paramétrisé par le quatrième terme Kdd. Cette paramétrisation dépend en tous points de la grille intérieure et du nombre sans dimension  $R_\rho = \frac{\alpha \partial_z T}{\beta \partial_z S}$ , où  $\alpha$  et  $\beta$  sont respectivement les coefficients d'expansion thermique et haline. Deux cas de double diffusion sont à considérer particulièrement :

- *Cas des doigts de sel*,  $R_\rho > 1$  et  $\beta \partial_z S > 0$  :

$$K_{dd}^T = 7.10^{-4} \left[ 1 - \left( \frac{\min(R_\rho, 1.9)}{0.9} \right)^2 \right]^3 \quad \text{et} \quad K_{dd}^S = 10^{-3} \left[ 1 - \left( \frac{\min(R_\rho, 1.9)}{0.9} \right)^2 \right]^3$$

- *Cas convectif*,  $0 < R_\rho < 1$  et  $\beta \partial_z S < 0$  :

$$K_{dd}^T = 1.3635 * 10^{-6} \exp \left[ 4.6 \exp \left( -0.54 [R_\rho^{-1} - 1] \right) \right] \quad \text{et} \quad K_{dd}^S = \begin{cases} 0.15 K_{dd}^T R_\rho & R_\rho < 0.5 \\ K_{dd}^T (1.85 R_\rho - 0.85) & R_\rho > 0.5 \end{cases}$$

### ***La couche de mélange de surface***

L'épaisseur  $h(\xi, \eta)$  de la couche de mélange de surface est calculée par une méthode d'estimation intégrale basée sur la détermination du niveau vertical pour lequel le nombre de Richardson volumique  $R_i^{bulk}(x, y, z = -h)$  atteint une valeur critique  $R_i^c$  avec (en omettant  $\xi, \eta$ ) :

$$R_i^{bulk} = \frac{g[\rho(\xi) - \rho(z)]z}{\rho_0[(u(\xi) - u(z))^2 + (v(\xi) - v(z))^2 + (V_t(z))^2]} \quad \text{et} \quad R_i^c = 0.3$$

Le terme  $\frac{V_t}{z}$  représente le cisaillement turbulent dans la couche superficielle d'épaisseur  $z$ . La

vitesse turbulente  $V_t$  est définie par :

$$V_t^2 = -\frac{C_v \sqrt{-\beta_T}}{R_i^c k^2} (\sqrt{c_s \varepsilon})^{-1/6} z N \omega_s(z)$$

où  $C_v = 1.8$  représente le ratio entre les fréquences de Brunt-Vaisala et la profondeur d'entraînement  $h_e$ ,  $\beta_T = -0.2$  le ratio entre les flux de densité à la profondeur d'entraînement et en surface,  $k = 0.41$  la constante de Von Karman,  $c_s = 98,96$  une constante utilisée pour établir les profils de diffusions,  $\varepsilon$  l'extension adimensionnelle de la couche de surface,  $N$  la fréquence du Brunt-Vaisala et  $\omega_s$  l'échelle caractéristique de la vitesse turbulente. Si le flux de densité en surface est positif, ce forçage a un effet stabilisateur qui tend à diminuer l'activité turbulente et donc l'épaisseur de la couche de mélange de surface. Dans ce cas, la valeur  $h$  est choisie comme le minimum entre la valeur calculée par la méthode intégrale,

l'échelle vertical de Monin-Obukov  $L_{mo} = \frac{u^{*3}}{kB_f}$  et la profondeur d'Ekman  $h_{ek} = \frac{0.7u^*}{f}$  (avec

$u^* = \sqrt{|\tau_s|}$  l'échelle de vitesse horizontale turbulente due à la friction en surface et

$B_f = g[\alpha(\frac{Q - Q_r}{\rho_0 C_p}) - \beta(E - P)S]$  où  $\alpha$  et  $\beta$  représentent les coefficients d'expansion

thermique et de contraction haline et  $Q_r$  la partie radiative (ondes courtes) du flux de chaleur qui passe à travers la couche de surface.

Les amplitudes des coefficients de viscosité/diffusivité dans la couche de mélange de surface sont paramétrisés par le produit d'une échelle caractéristique de la vitesse turbulente  $\omega_x$  dépendant de la profondeur, et par la fonction  $G_x$  sans dimension permettant de structurer les profils. L'indice  $x$  diffère si l'on considère la viscosité qui se rapporte à la quantité de mouvement (m), ou la diffusivité d'un traceur (s). Ces profils sont exprimés avec des coordonnées verticales de type  $\sigma = \frac{\zeta - z}{\zeta + h_s}$  par les lois suivantes :

$$A_v = h_s \omega_m(\sigma) G_m(\sigma) \quad , \quad K_v^T = h_s \omega_s(\sigma) G_s^T(\sigma) \quad \text{et} \quad K_v^S = h_s \omega_s(\sigma) G_s^S(\sigma)$$

Les fonctions  $G_x$  sont des polynômes cubiques dont on obtient les coefficients avec les conditions aux limites suivantes :

$G_x|_{\sigma=0} = 0$  : viscosité/diffusivité nulle en surface

$\partial_\sigma G_x|_{\sigma=0} = 1$  : réduction linéaire des flux de surface

$G_x|_{\sigma=1} = \frac{K_x(h_s)}{h_s \omega_x(1)}$  : continuité de la viscosité/diffusivité avec la paramétrisation intérieure

à la base de la couche de mélange de surface

$\partial_\sigma G_x|_{\sigma=1} = \partial_\sigma \left( \frac{K_x(h_s)}{h_s \omega_x(1)} \right)$  : continuité de la tension visqueuse et des flux de traceurs avec la

paramétrisation intérieure à la base de la couche de mélange de surface

Les échelles caractéristiques des vitesses turbulentes sont données, pour les traceurs et pour la quantité de mouvement par :

$$\omega_s = \begin{cases} k[-28.86 u^{*3} + 98.96 k \sigma \omega^{*3}]^{1/3} & \sigma < \varepsilon \\ k[-28.86 u^{*3} + 98.96 k \varepsilon \omega^{*3}]^{1/3} & \sigma \geq \varepsilon \end{cases}$$

$$\omega_m = \begin{cases} k[1.26 u^{*3} + 8.38 k \sigma \omega^{*3}]^{1/3} & \sigma < \varepsilon \\ k[1.26 u^{*3} + 8.38 k \varepsilon \omega^{*3}]^{1/3} & \sigma \geq \varepsilon \end{cases}$$

où  $\omega^* = [-B_f h]^{1/3}$  désigne une échelle de vitesse verticale caractéristique de la convection.

Un terme  $\gamma$  de transport non-local peut être ajouté à la composante « down-gradient » du flux turbulent en présence de conditions instables en surface ( $B_f < 0$ ) :  $\gamma = 10k[c_s k \varepsilon]^{1/3} \frac{B_f}{h_s \omega_s}$ . Dans

ce cas, le flux de chaleur s'écrit  $\overline{\omega' T'} = -K_v^T (\partial_z T - \gamma)$ , de même pour le flux de salinité turbulent :  $\overline{\omega' S'} = -K_v^S (\partial_z S - \gamma)$

### ***La couche de mélange de fond***

La détermination de l'épaisseur  $h_b$  de la couche limite de fond et la paramétrisation des coefficients de viscosité/diffusivité sont analogues à celles qui s'appliquent en surface. Les différences proviennent juste de leur formulation en fonction de la distance à la bathymétrie, de la tension visqueuse exercée sur le fond dans l'expression de  $u^*$ . Dans tous les cas, la limite maximale de la couche de mélange correspond à la couche d'Ekman. Quand les couches de mélange de surface et du fond se rejoignent ( $h_s + h_b > h$ ), c'est la valeur maximale de viscosité/diffusivité qui est retenu dans la zone d'intersection. Il existe également une paramétrisation de l'effet des vagues (Blaas et al 2006). Elle est basée sur la

formulation empirique de Soulsby (1995), qui exprime l'amplitude de la tension visqueuse exercée sur le fond par la houle et par les effets combinés des vagues et du courant. Elle est donnée si dessous en fonction de l'amplitude de la tension qui serait exercée par le courant en absence de houle ( $\tau_c$ ) et de celle qui serait exercée par la houle seule ( $\tau_w$ ) :

$$\begin{aligned}\overline{\tau_{cm}} &= \tau_c \left[ 1 + 1.2 \left( \frac{\tau_w}{\tau_c + \tau_w} \right)^{3.2} \right] \\ \tau_c &= \left( \frac{k}{\log[\Delta z_b / z_r]} \right)^2 (u_b^2 + v_b^2) \\ \tau_w &= 0.695 \left( \frac{u_w}{\omega_p z_r} \right)^{-0.52} u_w^2\end{aligned}$$

avec  $\overline{\tau_{cm}}$  la tension visqueuse exercée par le courant et la houle sur le fond, moyennée sur une période de houle,  $z_r$  la rugosité,  $\omega_p$  et  $u_w$  la fréquence et la vitesse orbitale de la houle. Cette option a pour effet d'amplifier la tension visqueuse et d'augmenter la couche de mélange en zones peu profondes.

### ***III.8.3 Schéma numérique et discrétisation du mélange vertical***

Cette fermeture turbulente fournit la distribution tridimensionnelle des coefficients de viscosité/diffusivité nécessaire pour exprimer les termes  $D_v^x$  (x=u,v,T,S) de dissipation/diffusion verticale. Ces termes sont discrétisés par un schéma semi-implicite de type Crank-Nicholson. A l'exception de la friction de fond qui intervient de façon explicite.

## ***III.9 Erreurs sur le Gradient de pression***

### ***III.9.1 L'erreur de Troncature***

En coordonnées suivant la topographie, le gradient de pression horizontal est la somme de deux termes :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_z = \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_s - \left. \frac{\partial z}{\partial x} \right|_s \frac{\partial \phi}{\partial z} = \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_s - \frac{1}{H_z} \left. \frac{\partial z}{\partial x} \right|_s \frac{\partial \phi}{\partial s}$$

Le terme de gauche représente le gradient horizontal de pression, il est égal au gradient de pression le long des surfaces sigma corrigé du gradient de pression verticale induit par la pente des niveaux sigma. Or, près des fortes pentes, ces deux termes sont d'amplitudes comparables et de signes opposés. Ils sont donc d'un ordre supérieure à leur somme. Dans ce cas, bien que cette expression soit analytiquement juste, une petite erreur lors de leur estimation par différences finies peut entraîner une erreur importante sur le calcul du gradient de pression. C'est l'erreur de troncature. Afin de limiter cette erreur, un critère de lissage de la bathymétrie  $r = \frac{\Delta h}{h} < 0.25$  est utilisé (Beckman et Haidvogel, 1993).

### ***III.9.2 L'inconsistance hydrostatique***

Un autre problème associé aux coordonnées sigma près des fortes pentes, est l'inconsistance hydrostatique. Le gradient de pression est calculé sur les grilles u et v, à partir de la densité sur la grille rho. Et si les niveaux sigma sont trop inclinés, il se peut que la zone de dépendance de la solution vraie ne soit pas identique à la zone de dépendance de la solution numérique. Sans précautions, les modèles en coordonnées sigma sont inconsistants. Une façon de les rendre consistants réside dans le décalage de la grille verticale. D'une manière générale, il faut augmenter le nombre de points de dépendance sur la verticale en utilisant des schémas de discrétisation d'ordre élevés. Cela contribue en outre à réduire l'erreur de troncature. Les niveaux rho, sur lesquels sont calculés les gradients de pressions sont alors intercalés entre les niveaux w (figure III-1). Dans la mesure où cela ne marche que si la résolution n'est pas trop importante (en comparaison à la résolution horizontale), cette méthode rend le modèle conditionnellement consistant.

### ***III.9.3 Autres sources d'erreurs sur le Gradient de pression***

D'autres types d'erreurs non spécifiques à la coordonnée sigma, mais liées à l'approximation de Boussinesq et à l'équation d'état, influent aussi sur le gradient de pression. Dans les équations de Navier-Stokes le Gradient de pression s'écrit  $\frac{1}{\rho} \nabla P$ , l'approximation de Boussinesq consiste à négliger les petites variations de densité dans le

calcul de gradient de pression qui s'écrit alors  $\frac{1}{\rho_0} \nabla P$  où  $\rho_0 = \rho - \rho'$ . Cette erreur sur la densité peut atteindre 5% pour une densité moyenne de 1000 kg/m<sup>3</sup> (Dukowick 2001). Une autre approximation couramment utilisée dans les modèles concerne la représentation de l'équation d'Etat dans le calcul de la densité in situ qui intervient par l'intermédiaire de l'équilibre hydrostatique. En effet, l'équation d'état de l'UNESCO  $\rho = \rho(S, \theta, P)$  permet de déterminer la densité à partir de la salinité  $S$ , de la température potentielle  $\theta$  et de la pression  $P$ . Or, une approximation commune consiste à remplacer la dépendance à la pression en une dépendance à la profondeur pour obtenir :  $\rho = \rho(S, \theta, P_0(z))$ , où  $P_0(z)$  est une fonction de conversion entre la profondeur et la pression comme par exemple celle proposée par Fofonoff and Millard (1983).

Dans ROMS, cette erreur est minimisée en linéarisant l'équation d'état en pression. Il est montré par Shchepetkin et McWilliams (2003) que les termes non-linéaires en pression représentent une part importante de l'erreur.

### ***III.9.4 Les conditions aux frontières***

Dans les modèles globaux ou de mers fermées, les domaines sont limités par les côtes contraignant physiquement l'écoulement par une condition d'imperméabilité (les vitesses normales à la côte sont nulles). En modélisation régionale, le problème est tout autre. En effet, le domaine peut avoir une ou plusieurs frontières ouvertes sur l'océan. Certains champs peuvent y être imposés, comme la marée ou les courants de grande échelle. On parle alors de frontières spécifiées. Dans ce cas, la circulation intérieure au domaine n'a pas d'influence sur la condition à la frontière. Le problème de ces conditions « fixes » est que la dynamique intérieure au domaine peut amener à modifier les caractéristiques des masses d'eaux proches de la frontière. Ceci créant des discontinuités qui se traduisent par des gradients de pressions et un champ de vitesse associé irréaliste. Pour éviter ce genre de problème, il est préférable d'utiliser des conditions de radiation qui laisse sortir les perturbations du domaine. Des conditions de type Orlansky (3D) et Flather (2D) ont donc été implémentées dans ROMS (Marchesiello et al 2001). La première consiste à estimer la vitesse de phase des perturbations des champs 3D, en les projetant sur la frontière en composante normale et tangentielle, puis à évacuer ces perturbations en faisant intervenir une équation d'onde incluant une relaxation vers les données extérieures. La condition de type Flather permet une meilleure radiation des



variables 2D par une méthode des caractéristiques et une bonne conservation de la masse et de l'énergie à travers les frontières ouvertes. Des couches éponges sont également ajoutées le long des frontières ouvertes afin de dissiper partiellement les perturbations avec une augmentation progressive de la viscosité horizontale. Ces couches sont définies par leurs extensions horizontales ( $L^{sp}$  en km) et leurs viscosités ( $A_h^{sp}$  en  $m^2/s$ ). Le forçage aux frontières est assuré par des couches de «nudging» à l'intérieure desquelles la transition avec la solution dans le reste du domaine s'effectue avec la définition d'un temps de rappel.

## ***Chapitre IV : Mise en place de la configuration Pacifique Sud-Ouest.***

### ***IV.1 Forçages, grilles et caractéristiques des simulations***

#### ***IV.1.1 Le domaine d'étude***

Le domaine modélisé s'étend de 141°E à 189°W en longitude et de -10°S à -30°S en latitude. Ces dimensions ont été choisies dans le but de représenter tous les obstacles topographiques majeurs du Pacifique Sud-Ouest, de la ride de Tonga jusqu'à la côte australienne. Avec ces limites, on ne conserve à la frontière est du domaine que l'écoulement grande échelle du SEC et nous modélisons l'intégralité des interactions avec les îles et le relief sous-marin.

#### ***IV.1.2 Forçage aux frontières ouvertes et initialisation***

Le modèle est initialisé par les champs 3D de température et salinité du modèle OPA dans sa configuration globale ORCA05. Les sorties ORCA05 utilisées sont une climatologie du Pacifique Sud réalisée à partir de la simulation 1992-2002 (Kessler et Gourdeau, 2007). ROMS est donc initialisé par les variables du mois de janvier de cette climatologie.

Aux frontières ouvertes les champs de vitesses et de traceurs sont également forcés par la climatologie ORCA05. Le forçage aux frontières disponible pour 12 mois est interpolé linéairement à chaque pas de temps du modèle ROMS. Les conditions limites « adaptatives » de ROMS permettent de conserver une bonne continuité entre le domaine intérieur et le forçage extérieur. En effet, à l'est du domaine, les ondes de Rossby entrent dans le domaine, c'est alors la frontière qui impose les courants dans le domaine. Au sud, la propagation vers l'équateur des ondes topographique (principalement sur la côte australienne) conduit également à spécifier la circulation. Le SEC et l'EAC sont donc en pratique quasiment imposés aux frontières, alors qu'au nord, les ondes topographiques sont sortantes, la frontière nord est alors représentative du domaine intérieur. Le modèle est ainsi capable de réaliser sa propre estimation du NQC.

Les interpolations horizontales et verticales (z vers sigma) entre les grilles ORCA05 et ROMS ont été réalisées avec la fonction `make_clim.m` des « Roms\_tools » de ROMS (Penven et al. 2003, 2007).

### ***IV.1.3 Forçages de surface***

#### ***IV.1.3.1 Vent***

En surface, nous avons opté pour les vents réalistes QuikSCAT. Ces vents, accessibles depuis le site Internet du CERSAT ([www.ifremer.fr/cersat/en/index.htm](http://www.ifremer.fr/cersat/en/index.htm)), sont disponibles sur une grille régulière au demi degré pour une période commençant en 1999 jusqu'à l'actuel. A partir de ces données, extraites pour la période 1999-2006, une climatologie a été réalisée. Le fichier de forçage est ensuite construit en interpolant cette climatologie sur la grille ROMS à l'aide de la fonction `make_forcing.m` disponible dans les outils de prétraitement de ROMS (Roms\_tools : Penven et al., 2003, 2007).

#### ***IV.1.3.2 Flux de chaleur, évaporation et précipitation***

Les flux de chaleur, d'évaporation et de précipitation, dérivent du produit climatologique COADS (Comprehensive Ocean Atmosphere Data Set ; DaSilva et al., 1994). COADS est issue d'une compilation d'observations de surface, analysées mensuellement et saisonnièrement pour la période 1800-1997. Les données sont principalement issues de navires marchands, de pêche, de campagnes océanographiques, de mouillages et de bouées dérivantes. Ce produit est développé et maintenu en collaboration entre le National Center for Atmospheric Research (NCAR) et le National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA). Ces données sont incluses dans les outils de prétraitement de ROMS et n'ont pas eu à être téléchargées. Elles sont néanmoins disponibles via le web (<http://dss.ucar.edu/pub/coads/forms>). Ces données sont également interpolées dans le fichier de forçage à l'aide de la fonction `make_forcing.m` (Roms\_tools : Penven et al. 2003, 2007). Le flux de chaleur est introduit suivant la méthode de Barnier et al. (1995), permettant une rétroaction linéaire de la température de surface du modèle sur le flux de chaleur.

## ***IV.1.4 Caractéristiques des différentes simulations***

### ***IV.1.4.1 Les simulations réalistes***

Toutes les simulations ont été réalisées sur le domaine présenté ci-dessus, mais avec quatre résolutions horizontales différentes. Hormis la taille de la grille, les simulations ont des caractéristiques identiques. Les grilles sont également réalisées à partir des outils de prétraitement de ROMS (`make_grid.m`). C'est au moment de la réalisation de la grille qu'intervient le lissage topographique. Le nombre de niveaux sigma est de 35 dans toutes les simulations, et on utilise comme coefficients de stretching de la grille verticale :  $\theta_s = 6$  et  $\theta_b = 0$ . Cela permet une représentation quasi-uniforme des couches de surface tout en minimisant les problèmes d'inconsistance hydrostatique dans le gradient de pression. Les frottements de fond sont paramétrisés de façon linéaire avec un coefficient  $Cd = 3 \cdot 10^{-4}$ . Leur faible influence sur la circulation dans la région, mise en évidence par le bilan de vorticité (VII.2.4) nous conforte dans ce choix.

Les résultats présentés par la suite sont des moyennes temporelles sur 5 ans, après 2 années de spin up. En effet, comme illustré par la figure IV-1, après deux ans de simulation l'énergie cinétique est stabilisée. Une exception est faite pour la solution au  $1/12^\circ$  pour laquelle la disponibilité des moyens de calculs (Cluster IRD/Nouméa) nous a permis d'obtenir 10 ans de simulations. Nous en avons alors laissé 3 pour le spin up et l'analyse des résultats s'opère sur les 7 dernières années.

### ***IV.1.4.2 Les simulations idéalisées***

D'autres simulations ont également été réalisées. Les principales caractéristiques de ces dernières sont identiques à celles présentées précédemment. Les simplifications effectuées sont développées ci-dessous.

#### ***IV.1.4.2.1 $1/2^\circ$ fond plat linéaire***

Une simulation idéalisée à fond plat et sans advection du moment a été réalisée pour être comparée avec la solution de Sverdrup (Chapitre VI). Pour cette simulation, la profondeur a été arbitrairement choisie égale à 3000m. Afin de conserver un transport barotrope identique à

celui d'ORCA05 : après interpolation des champs 3D de la solution ORCA05, les vitesses barotropes (erronées par l'interpolation à travers la bathymétrie) ont été substituées par celles dérivées de la fonction de courant d'ORCA05. Une « clé CPP (C PréProcessing) » dans le modèle nous a permis de désactiver le calcul de l'advection du moment, et ainsi de réaliser cette simulation avec une dynamique linéaire.

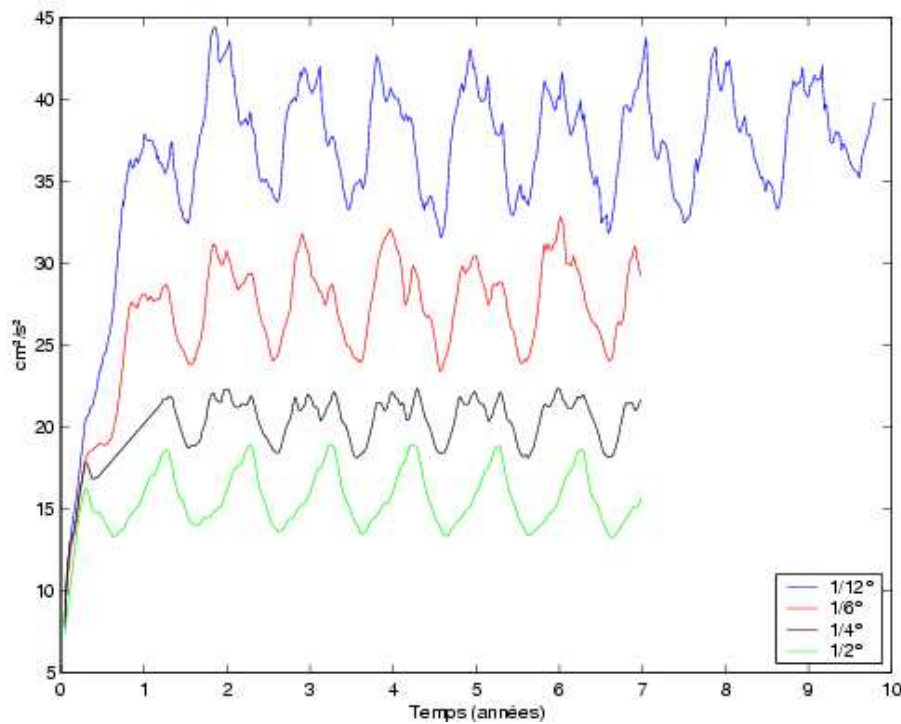


figure IV-1 : énergie cinétique moyenne sur le volume pour la simulation au 1/12° ( $\text{cm}^2/\text{s}$ )

#### ***IV.1.4.2.2 1/6° linéaire***

Dans le but d'évaluer l'effet des non-linéarités, mais cette fois ci en présence d'une topographie réaliste, une expérience au 1/6° linéaire a également été réalisée en désactivant dans le code le calcul du terme d'advection du moment.

#### ***IV.1.4.2.3 1/6° lissage topographique global et partiel***

Afin d'évaluer l'effet de la topographie sur la circulation, deux autres expériences ont été réalisées. Une pour laquelle la bathymétrie est lissée dans sa globalité en respectant un critère de lissage  $r=0.15$  ( $r=0.2$  dans les solutions réalistes). Une autre pour laquelle le lissage a été

centré sur la ride des Tonga. Pour ce faire, deux bathymétries ont été créées, une avec le critère classique ( $r=0.2$ ), et une deuxième respectant un critère  $r=0.05$ . Puis pour les longitudes supérieures à 180E, la bathymétrie standard ( $r=0.2$ ) a été substituée par la bathymétrie lissée ( $r=0.05$ ). Cet assemblage créant une forte discontinuité à 180E la topographie a alors été interpolée linéairement entre 179E et 181E.

<b>Simulations</b>	<b>ROMS05</b>	<b>ROMS025</b>	<b>ROMS016</b>	<b>ROMS008</b>
<b>Résolution</b>	1/2°	1/4°	1/6°	1/12°
<b>Pas de temps</b>	4500s	3000s	2000s	1000s
<b>Temps total</b>	7yr	7yr	7yr	10yr
<b>Temps de Spin up</b>	2yr	2yr	2yr	3yr
<b>Taille de la Grille(rho)</b> <b>(Lon*Lat*sigma)</b>	97*40*35	193*78*35	289*116*35	577*231*35
<b>Couche éponge</b> <b>Viscosité de la couche</b> <b>Rappel Climatologique</b>	150km 1000 m <sup>2</sup> /s 1 an	150km 1000 m <sup>2</sup> /s 1 an	150km 1000 m <sup>2</sup> /s 1 an	150km 1000 m <sup>2</sup> /s 1 an
<b>Topographie/lissage</b>	Etopo2/ $r=0.2$	Etopo2/ $r=0.2$	Etopo2/ $r=0.2$	Etopo2/ $r=0.25$

tableau IV-1 : Caractéristiques des simulations réalisées.

## ***IV.2 Calcul de la fonction de courant barotrope***

Avant de développer les effets du lissage et du schéma d'advection qui se sont révélés problématiques dans la mise en place de la configuration, nous allons présenter ici la façon dont nous avons calculé la fonction de courant barotrope. De fait, les diagnostics présentés ci-dessous ainsi que les résultats sont essentiellement basés sur la circulation barotrope. Bien qu'on ne puisse nier la structure barocline des jets, déjà mis en évidence par Webb (2000), ils sont suffisamment forts et homogène sur la verticale pour avoir une forte signature dans la fonction de courant barotrope. C'est d'ailleurs à partir de la fonction de courant OCCAM (1/4°) que Webb (2000) décrit et nomme les jets du PSO.

Notre première approche de la circulation du PSO se fait par la règle de l'île. Cette règle, ainsi que plus généralement la circulation de Sverdrup est également barotrope. Il nous est donc apparu naturel de continuer nos investigations numériques en analysant la composante barotrope de l'écoulement. Néanmoins, toutes les simulations rendent compte des effets baroclines. C'est en effet, au niveau de la circulation barotrope que se manifeste les effets baroclines, topographiques et de rectifications, qui modifient le bilan de Sverdrup.

La fonction de courant barotrope  $\Psi$  peut être calculée en intégrant zonalement d'est en Ouest depuis une valeur nulle sur le bord est de l'océan, la vitesse méridienne intégrée sur la profondeur  $V$  ( $\Psi = \int_{Est}^{Ouest} V dx$ ).

Dans notre cas, n'ayant pas accès au bord est de l'océan, nous avons utilisé une autre méthode. La fonction de courant est obtenue par inversion de l'équation de Poisson :  $\Delta\Psi = \vec{\nabla} \times \vec{U} \cdot \vec{k}$  où  $\vec{U} = \int_{surface}^{fond} u dz \vec{e}_x + \int_{surface}^{fond} v dz \vec{e}_y$  et  $\vec{k}$  la composante verticale du repère orthonormé  $(\vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ . Cette équation est inversée comme dans Penven et al (2005). D'abord, la conservation du volume est contrainte aux frontières. Puis le laplacien est discrétisé et la fonction de courant obtenue par l'utilisation d'un solveur itératif de type SOR (Successive Over Relaxation : Gauss-seidel avec relaxation). Cette routine est disponible dans la boîte à outils de ROMS (Roms\_tools, Penven ,2003 ; Penven et al., 2007).

### ***IV.3 Bathymétrie et lissage topographique***

#### ***IV.3.1 Bathymétrie du Pacifique Sud-Ouest***

La procédure de lissage de la topographie en coordonnées sigma ne signifie pas forcément que la bathymétrie est mal représentée et encore moins les interactions entre bathymétrie et écoulement en comparaison aux modèles en coordonnées géopotentiels. On peut dire que c'est sans doute le contraire, même pour de larges résolutions, à cause de la meilleure représentation de la condition limite de fond (Marchesiello et al., 1998, Penduf et al., 2002 ). Mais à moyenne ou basse résolution, il reste que le contrôle topographique sur

l'écoulement est sous-estimé, que ce soit par le lissage topographique dans les modèles sigma, ou par la discrétisation de la condition de fond des modèles géopotentiels.

La bathymétrie du Pacifique Sud ayant été vue en détail lors du premier chapitre, nous ne reviendrons pas ici sur ces principales caractéristiques, en nous limitant à ce qui concerne la modélisation. Toutefois, rappelons que la topographie sous-marine du PSO est une des plus abrupte du globe, et que sa représentation dans un modèle en coordonnées sigma nécessite un important lissage afin de limiter les erreurs de troncature dans le calcul du gradient de pression barocline. La topographie de fond utilisée pour ce travail est le produit global ETOPO2 distribué par le National Geophysical Data Center (NGDC). Etopo2 est une bathymétrie dont la résolution est de deux minutes ( $\sim 3.5\text{km}$  à l'équateur). Elle est la compilation des principales sources topographiques terrestres et océaniques existantes, et pour l'océan, elle est principalement basée sur la bathymétrie réalisée par Smith et Sandwell (1997) issue des données altimétriques.

Pour éviter les problèmes d'extrapolation de la température et de la salinité au fond (notamment dans les fosses) la profondeur maximale de la bathymétrie a été limitée à 5000m.

### ***IV.3.2 Lissage topographique et erreurs numériques***

Comme nous l'avons vu précédemment dans la description du modèle, les erreurs de troncature en lien avec la coordonnée sigma imposent de lisser les pentes topographiques. Ce lissage doit permettre de respecter le critère  $r = \frac{\Delta h}{2h} < r_0$ . Le critère le plus couramment utilisé correspond à  $r_0 = 0.2$ . Cependant, les progrès acquis ces dernières années notamment avec les travaux de Shepetkin et McWilliams (2003), ont permis de travailler avec un critère augmenté de  $r_0 = 0.25$  (Marchesiello et al. 2007). Les premières séries de simulations ont donc été réalisées avec cette valeur. Néanmoins, nous avons remarqué que les caractéristiques des simulations n'évoluaient pas continûment avec la résolution et que de plus, elles étaient très bruitées, notamment près du Vanuatu. Nous avons donc réalisé pour les résolutions inférieures au  $1/12^\circ$ , des simulations avec un critère  $r_0 = 0.2$ . Cette diminution de la pente nous a permis d'obtenir des solutions plus continues entre les différentes résolutions. Nous avons également noté la disparition de certaines recirculations qui après coup semblaient effectivement suspectes. Toutefois, comme nous le montrerons dans la partie « résultats »,



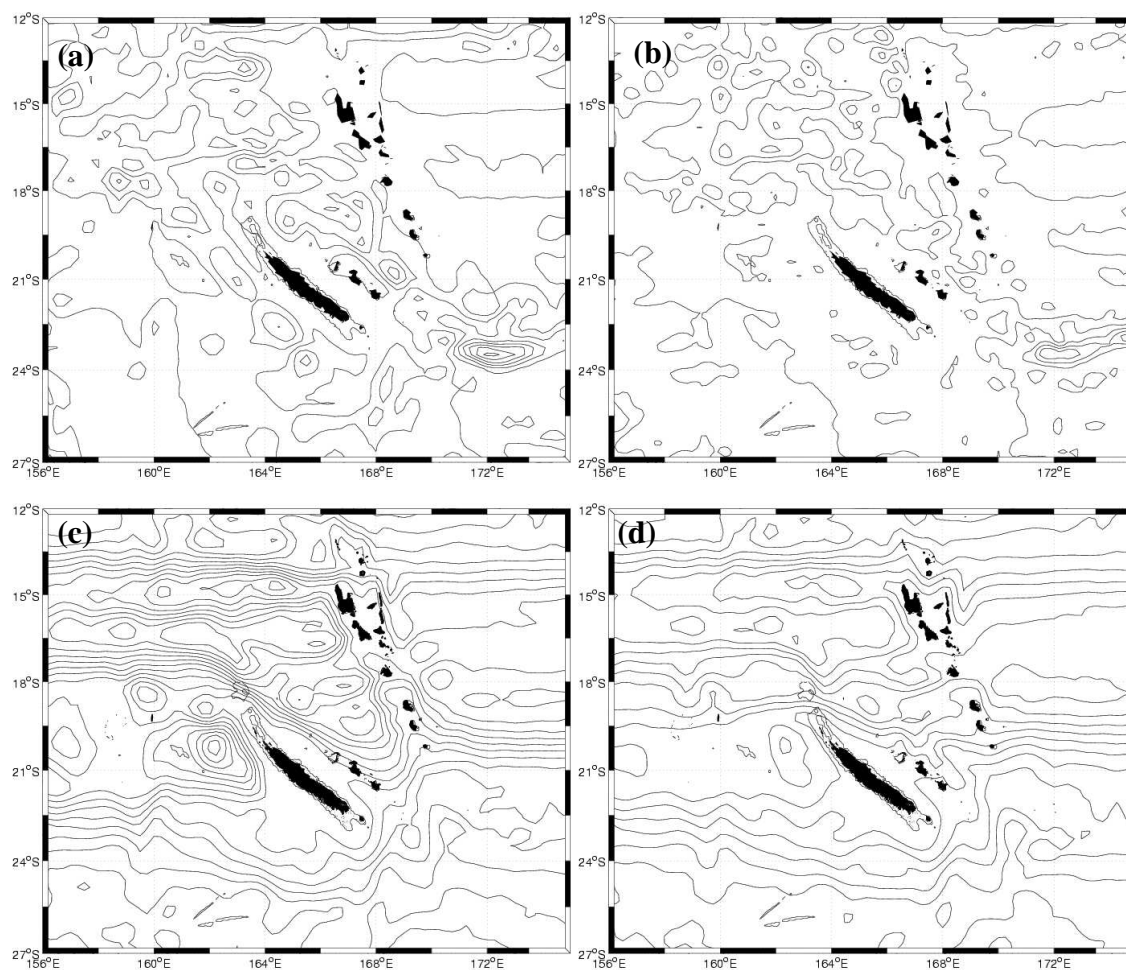
plus la topographie est lisse, plus la circulation l'est également. Il n'est donc pas aisé d'estimer la part de la circulation résultant de la meilleure représentation des pentes, de celle résultant de l'erreur de troncature dans le gradient de pression barocline. Nous avons néanmoins fait le choix de conserver les simulations les plus lisses dont l'évolution avec la résolution nous a semblé plus cohérente. Toutefois pour la simulation au  $1/12^\circ$ , bien que le temps de calcul disponible ne nous ai pas permis de le vérifier, nous avons estimé qu'un lissage respectant un critère  $r_0 = 0.25$  était acceptable. En effet, nous nous attendons à ce qu'à cette résolution, le critère  $r_0 = 0.2$  soit respecté sur une large partie des pentes continentales, malgré le critère  $r_0 = 0.25$ .

Nous allons ici illustrer les propos ci-dessus par quelques comparaisons entre les solutions dont le lissage respecte un critère de  $r_0=0.25$  et celles dont le lissage respecte un critère  $r_0=0.2$  pour des simulations au  $1/4^\circ$ . Les différences entre ces solutions sont décrites en parallèle aux simulations en stratification neutre et sans forçage réalisées avec ces mêmes topographies.

Dans les simulations en stratification neutre ((a) et (b), figure IV-2), on trouve de nombreuses circulations et recirculations, toutes résultantes des erreurs de troncatures. Néanmoins, dans le sillage de la Nouvelle Calédonie, les recirculations le long de la côte ouest disparaissent lorsque l'on augmente le lissage topographique. Le fort courant présent le long de la ride des Loyauté lorsque  $r_0=0.25$ , disparaît quasiment avec le lissage. Il en va de même pour la recirculation au sud est du Vanuatu qui est beaucoup moins marquée, quoi que toujours présente, lorsque l'on augmente le lissage. Le courant le long de la côte ouest du Vanuatu ainsi que la plupart des recirculations disparaissent également. L'effet du lissage topographique dans ces simulations correspond à l'effet général dans les simulations réalistes (figure IV-2, (c) et (d)). En effet, le tourbillon présent dans la simulation (b) est nettement diminué dans la simulation (c). Les nombreuses petites recirculations présentes à l'ouest du Vanuatu (c) disparaissent également presque totalement dans la solution (d), en accord avec les solutions en stratification neutre.

Bien que les résultats de la simulation en stratification neutre permettent une appréciation qualitative mais non quantitative de l'erreur, ils mettent tout de même en évidence une certaine cohérence entre les différences observées avec les simulations réalistes. Il est à noter le masque des simulations réalistes qui a été affiné (incluant les îles Loyauté à l'est et

Surprise au nord) pour la solution la plus lissée ( $r=0.2$ ), ce qui pénalise notre comparaison. Toutefois ces expériences confirment l'importance du choix du critère à respecter lors du lissage topographique dans les modèles à coordonnée sigma.



**figure IV-2 : Fonction de courant barotrope au  $1/4^\circ$ . Les figures a et b représente la simulation en stratification neutre pour  $r=0.25$  (a) et  $r=0.2$  (b). Les figures c et d représente la simulation réaliste pour  $r=0.25$  (c) et  $r=0.2$  (d) (une ligne tous les 1 Sv pour (a) et (b) et tous les 2Sv pour (c) et (d)).**



## ***Chapitre V : Schémas d'advections diffusifs en Coordonnées sigma : Description, Analyse et Correction.***

Le modèle ainsi que sa configuration sont décrits en détail dans le chapitre précédent, néanmoins nous allons revenir ici sur le schéma d'advection des traceurs. En effet, la forte topographie de la région a soulevé un problème de diffusion diapycnale en lien avec la coordonnée sigma. Ce problème bien que suffisamment contraint pour poursuivre le travail entrepris durant cette thèse, n'est à l'heure actuelle toujours pas réglé définitivement.

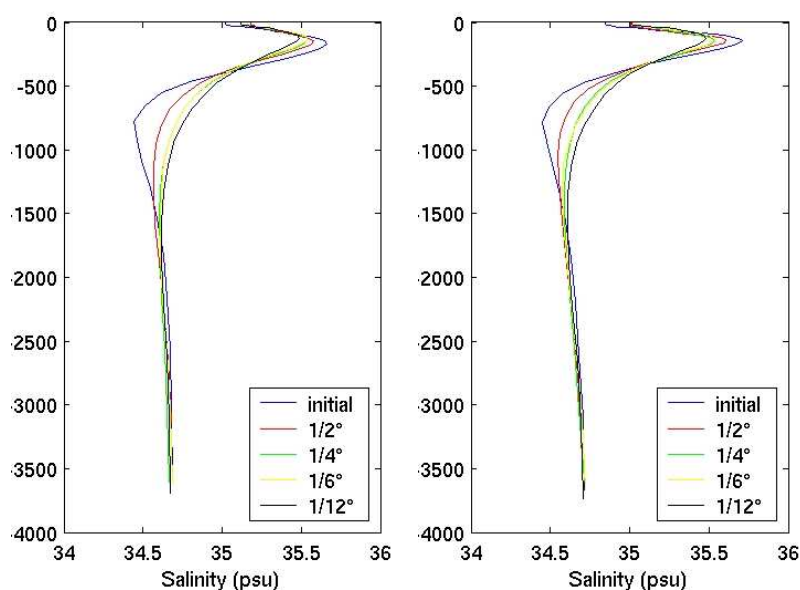
Après la description et l'analyse du problème dans ROMS, nous verrons en détails la solution apportée et les perspectives à venir.

### ***V.1 Description du problème dans ROMS.***

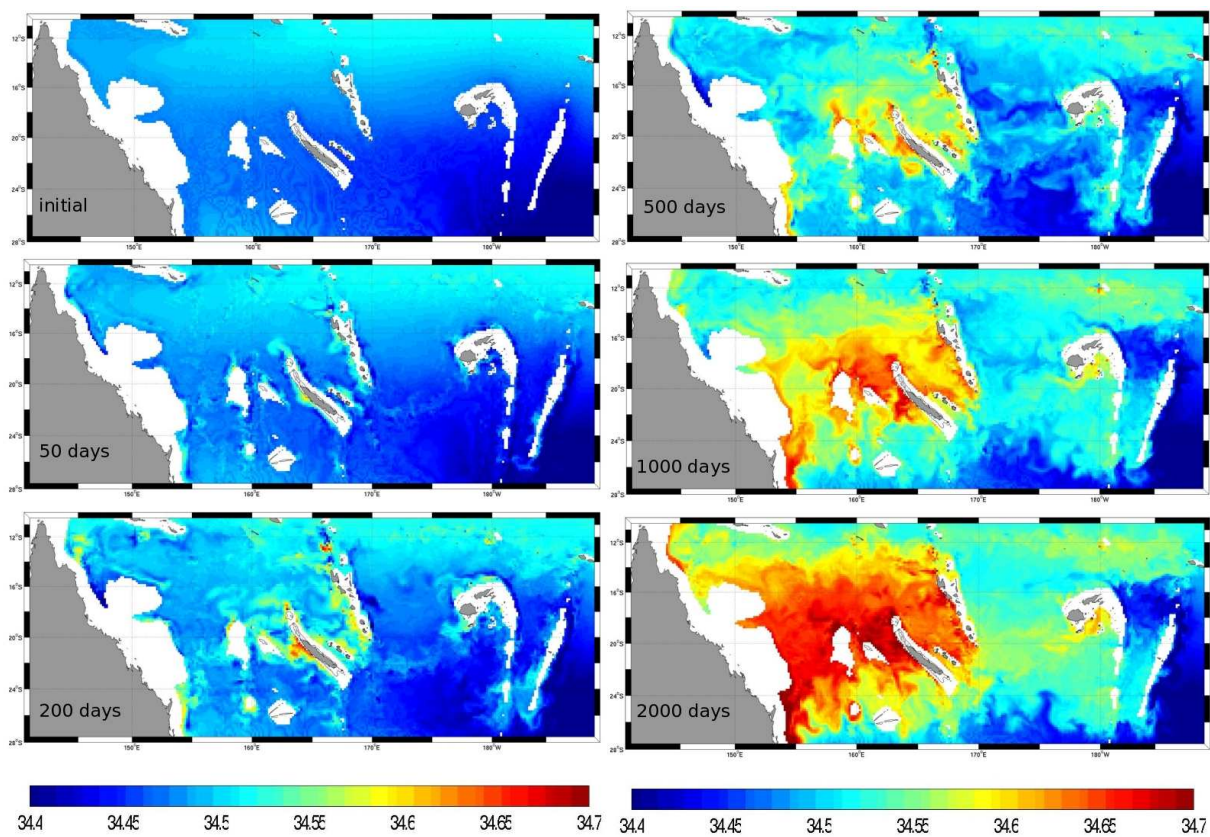
D'un point de vue purement dynamique, nous étions raisonnablement satisfaits des écoulements que nous modélisons. Mais l'effort de validation a mis en évidence une dégradation du minimum de salinité à 1000m due à la « disparition » par mélange (implicite dans le schéma d'advection des traceurs le long des surfaces iso-sigma), des eaux Antarctiques Intermédiaires. De ce fait, l'essentiel de nos diagnostics est basé sur la salinité à 1000m. Néanmoins quelques profils de température et salinité servent également à illustrer le problème, et sa solution, sur l'intégralité de la colonne d'eau. Dans un souci d'optimisation en temps de calcul de nos diagnostics, de nombreux tests ont été réalisés au  $1/6^\circ$ . La description ci-dessous est donc également basée sur les simulations au  $1/6^\circ$ . Toutefois, quelques profils choisis arbitrairement sont présentés pour différentes résolutions. Contrairement à ce que nous attendions, dans la gamme de résolutions que l'on utilise ici, le mélange diapycnal ne diminue pas, mais augmente avec l'accroissement de la résolution horizontale (figureV-1). En effet, plus la résolution est importante plus les pentes autorisées par le critère de lissage sont fortes. Même si la quantité de diffusion diminue, ceci a finalement tendance à augmenter le mélange diapycnal lorsque l'orientation de la diffusion latérale dépend de la pente topographique.

La figureV-2 représente l'évolution du champ de salinité à 1000m au cours du temps. A

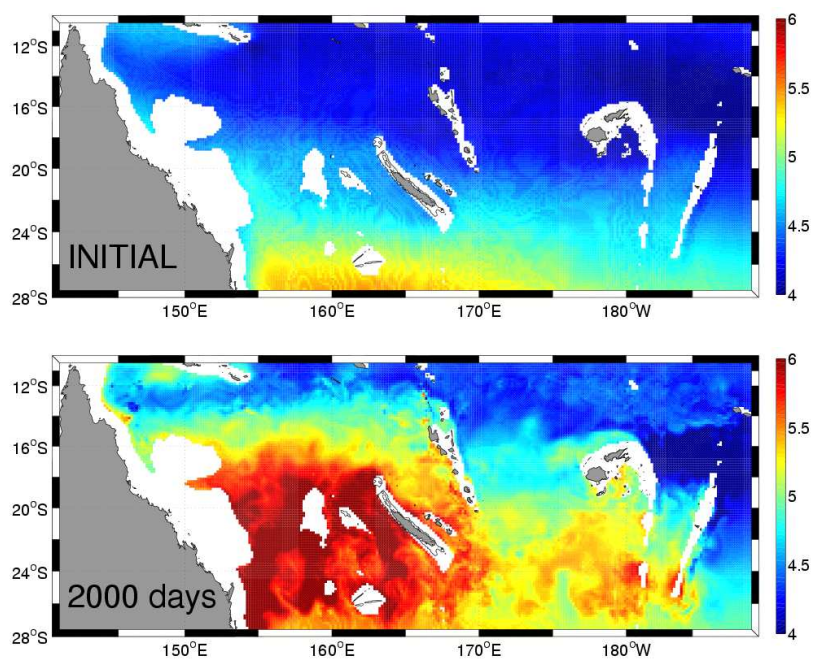
l'initialisation le champ de salinité à cette profondeur est quasiment homogène autour de valeurs comprises entre 34.4 et 34.5 psu. Après 50 jours de simulation, on observe dans le sillage des îles une légère augmentation de la salinité très localisée principalement sur la Nouvelle-Calédonie où apparaît une tache de salinité supérieure à 35.5 psu au milieu de la côte ouest ainsi qu'un léger panache au nord. Au 200ème jour, on commence à voir la salinité augmenter dans l'ouest du bassin. La tâche sur la côte ouest Calédonienne s'étend désormais jusqu'à plusieurs dizaines de kilomètres des côtes. La côte ouest du Vanuatu devient également une source de sel importante. Après 500 jours, tout le domaine est contaminé par cet excès de sel, le panache issu de la Calédonie atteint maintenant les îles Chesterfield et l'effet sur Fidji commence à se faire sentir. Puis le phénomène ne fait qu'amplifier et au jour 2000, la salinité en mer de corail atteint une salinité de 34.7 psu à 1000m, ce qui est 0.3 psu supérieure à la valeur initiale. L'effet sur la température est similaire à celui sur la salinité (figureV-3), mais moins visible puisque la température ne présente pas d'extrema.



**figureV-1 :profil vertical de salinité à 18S,160°E (à gauche) et à 16S,155E (à droite). Pour différentes résolutions réalisées avec le schéma upstream pour l'advection des traceurs.**



figureV-2: évolution de la salinité (psu) à 1000m avec le temps (1/6°)



figureV-3 : évolution de la température (°C) à 1000m avec le temps

## ***V.2 Analyse du problème de la diffusion diapycnale dans un modèle en coordonnées sigma.***

Avant de développer la solution adoptée ainsi que les futures pistes de travail, nous allons revoir succinctement les différents types de schémas d'advection disponibles et utilisés dans les modèles numériques.

En effet, il existe de nombreux schémas d'advections ayant leurs avantages et inconvénients. Il n'est donc pas aisé de choisir un schéma plutôt qu'un autre. Un schéma est dit diffusif lorsque le terme d'advection contient un terme implicite de diffusion, de ce fait un schéma trop diffusif a tendance à lisser les forts gradients modifiant ainsi la dynamique du modèle. Un schéma est dit dispersif lorsque la relation de dispersion pour les hautes fréquences est dégradée par la discrétisation. Cela se traduit par des oscillations artificielles hautes fréquences.

La figure V-4 représente l'approximation d'une solution analytique par différents schémas d'advections. Par exemple, un schéma décentré avant (upwind-1, panneau du haut) au 1<sup>er</sup> ordre est non dispersif, mais très diffusif. L'utilisation d'un tel schéma dans un modèle gomme les gradients et conduit à une dynamique erronée. Un schéma upstream au 3<sup>ème</sup> ordre (upwind-3, panneau du haut) est peu diffusif mais ne garantit pas complètement la monotonie (présence « overshoot » à proximité des forts gradients). Les schémas centrés d'ordre pair sont non diffusifs mais très dispersifs. Les schémas FCT (Flux-Corrective Transport : Boris and Book, 1973 ; Zalesak, 1979 ; et Fletcher., 1988a pour une revue détaillée), combinent les qualités non dispersives des schémas d'ordre impair et les qualités peu diffusives des schémas d'ordre pair pour obtenir une solution non dispersive ayant une diffusion minimum. Ils peuvent être vus comme des schémas à deux étapes, d'abord une première estimation sans ondulations mais fortement diffusive, puis dans une seconde étape l'excès de diffusion est corrigé par l'ajout d'un terme anti-diffusif. Les schémas du dernier panneau sont, tout comme les schémas FCT, monotones et appartiennent à la famille des schémas TVD (Total Variance Diminishing). Ils sont construits comme pour les schémas FCT, à partir de schémas du premier ordre (toujours monotones mais très diffusifs) en ajoutant des flux anti-diffusifs, en assurant de plus la diminution de la variance totale.

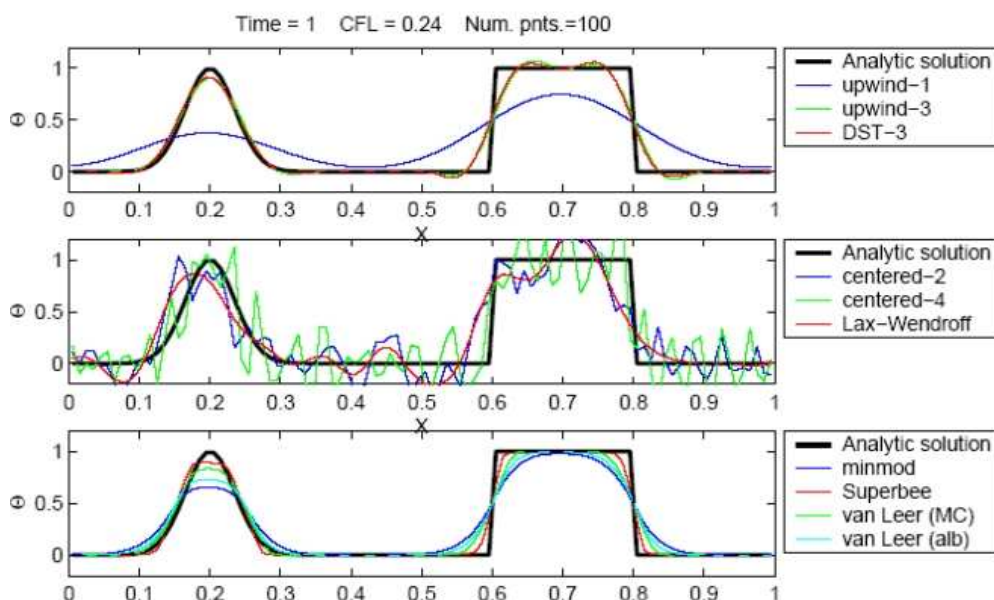
Dans ROMS, le schéma d'advection par défaut est un schéma décentré avant du troisième



ordre (« upstream biased », Shchepetkin et McWilliams, 1998), donc quasiment monotone et peu diffusif. Dans ce schéma de type QUICK (Quadratic Upstream Algorithm for Convective Kinematics ; Leonard., 1979), la diffusion et la viscosité sont implicites ce qui offre en plus de son coût de calcul réduit, l'avantage de ne pas avoir à ajouter de viscosité pour la dynamique ni de diffusion pour les traceurs. La dynamique résolue est alors au plus proche de l'échelle de la maille, car la diffusion est plus faible qu'avec les techniques classiques (utilisant une diffusion explicite).

Dans le cas de coordonnées géopotentiels, l'advection est calculée le long des surfaces horizontales, or dans l'océan ces surfaces ne sont pas forcément confondues avec les surfaces isopycnales (iso-densité). Pour la suite nous considérerons que les surface iso-neutrales (flottabilité nulle) sont confondues avec les surfaces isopycnales et nous utiliserons indifféremment l'un ou l'autre. L'angle entre les surfaces isopycnales (ou iso-neutrales) et la coordonnée verticale du modèle peut occasionner un mélange diapycnal non désiré mais dans des limites raisonnables (Griffies et al., 2000a).

Dans ce qui suit, on s'intéresse à la partie purement verticale de la diffusion diapycnale associée à la coordonnée sigma, laissant pour de futures travaux la part de diffusion diapycnale qui est associée à la différence d'orientation entre les surfaces géopotentielle et les surfaces neutres.



**figureV-4 : représentation d'une solution analytique par différents schémas d'advections. La ligne noire représente la solution analytique, le panneau 3 représente des solutions avec limiteur de flux.**

Dans le cas de coordonnées sigma associées à de fortes pentes topographiques, la



diffusion implicite a tendance à agir le long des niveaux sigma. Ce qui, lorsque l'on travaille à des résolutions basses ou moyennes, induit un mélange vertical important ne pouvant être négligé (Barnier et al., 1998 ; Marchesiello., 1995).

Il est possible de séparer les parties advectives et diffusives de tels schémas. Par exemple, un schéma d'advection du 1<sup>er</sup> ordre est équivalent à un schéma centré du 2<sup>nd</sup> ordre avec une diffusion harmonique de coefficient  $\frac{1}{2}|U|\Delta x$ .  $\frac{|U|\Delta x}{A}$  est le nombre de Peclet de grille et la

contrainte de Peclet de grille requiert  $Pe < 2$ , c'est-à-dire  $A > \frac{1}{2}|U|\Delta x$  pour empêcher la création d'ondes dispersives (Bryan et al., 1975 ; voir Griffies, 1998). Un schéma du 1<sup>er</sup> ordre upstream permet donc de remplir cette condition de manière optimale, mais la diffusion reste trop importante. Les schémas impairs d'ordre élevé sont meilleurs dans ce sens. Le schéma upstream du 3<sup>e</sup> ordre (Type QUICK) dans ROMS est équivalent à un schéma centré du 4<sup>e</sup> ordre avec une diffusion biharmonique de coefficient  $B = \frac{1}{12}|U|\Delta x^3$ . ( $Pe = \frac{|U|\Delta x^3}{6B}$ ,  $Pe < 2$  ;

Leonard., 1979 ; Holland et al., 1998 ; Webb et al., 1998). Ce schéma offre les mêmes avantages d'utilisation et de faible diffusivité que le schéma upstream, mais la dissociation des composantes advectives et diffusives, leur permet d'appliquer la diffusion à un pas de temps antérieur au calcul de l'advection. Griffies et al (2000a) discutent de ce problème. Ils estiment d'après Redi (1982) que la diffusion diapycnale induite par l'angle entre les isopycnes et la coordonnée suivant laquelle est appliquée la diffusion horizontale est de l'ordre de  $S^2 \cdot Ah$ , où  $S$  est la pente de la pycnocline et  $Ah$  la diffusivité horizontale. En prenant pour exemple un courant de 20 cm/s dans un modèle de 1° de résolution ayant une diffusion de  $10^4 \text{ m}^2/\text{s}$ , ils estiment qu'un mélange diapycnale 0.1 cm/s intervient à partir d'une pente  $S > 3 \cdot 10^{-5}$  (ce qui est largement observé dans l'océan).

### ***V.2.1 Cas du schéma upstream ordre 1***

Nous reprenons ici les estimations de Griffies et al (2000a), que nous appliquons au cas d'un modèle en coordonnées sigma. Dans le cas d'un schéma upstream du premier ordre, le coefficient de diffusion horizontale implicite  $Ah$  peut être approximé par  $\frac{1}{2}U\Delta x$ . Il s'en suit

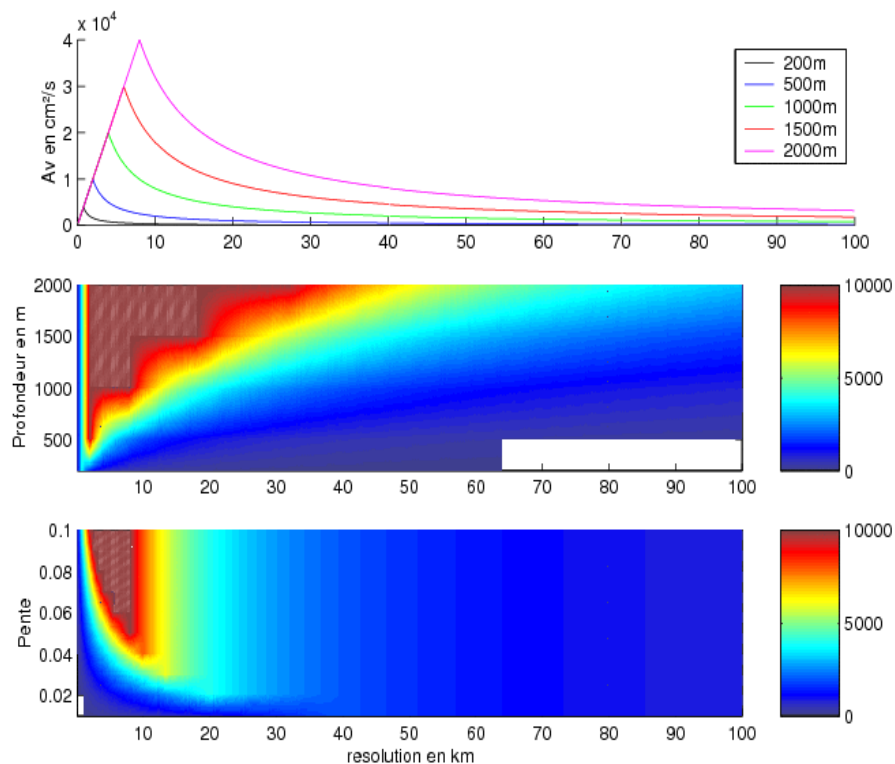
que le coefficient de diffusion diapycnale  $A_v$  est approximé par  $A_v = \frac{1}{2} U \Delta x * S^2$ . Dans un modèle à coordonnées sigma,  $S$  est majorée par la pente topographique  $S_0$  (représentant la pente du premier niveau sigma) et  $S = S_0 * \sigma$  pour les niveaux sigma supérieurs. La topographie sous-marine dans le modèle est lissée de façon à garantir un critère  $r = \frac{\Delta h}{h} < r_0$  ( $r_0 = 0.4$ ). Il est alors possible d'exprimer la pente topographique en fonction de ce critère. Ce qui donne pour:

$S = \frac{\Delta h}{\Delta x} = \frac{\Delta h}{h} \times \frac{h}{\Delta x}$  si  $\frac{\Delta h}{h} \leq r_0$  et  $S = r_0 \times \frac{h}{\Delta x}$  sinon. Ce qui donne pour le coefficient de diffusion diapycnale  $A_v$  :

$$A_v = \frac{1}{2} U \Delta x * S^2 \quad \text{si } \frac{\Delta h}{h} < r_0 \quad \text{et} \quad A_v = \frac{1}{2} \frac{U h^2 r_0^2}{\Delta x} \quad \text{si } \frac{\Delta h}{h} > r_0$$

Nous avons donc pu estimer la valeur du coefficient de diffusion diapycnale  $A_v$  en fonction de la résolution du modèle, de la profondeur, de la pente non lissée de la topographie (10%), et du courant advectif (10 cm/s). Les résultats obtenus pour le niveau de fond sont présentés sur la figure V-5. Le panneau du haut représente  $A_v$  en fonction de la résolution pour différentes profondeurs. On y observe la présence d'un maximum à des résolutions de l'ordre de quelques km. En effet,  $A_v$  croît linéairement en absence de lissage, puis lorsque le lissage intervient,  $A_v$ , alors égale à  $\frac{1}{2} \frac{U h^2}{\Delta x} \times r_0^2$  diminue hyperboliquement vers les basses résolutions. Le maximum de diffusion atteint une valeur de l'ordre de  $2 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$  ce qui est énorme en comparaison des  $0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$  préconisés (Griffies et al., 2000b). Cette figure illustre également l'effet du lissage ; en effet, on y montre qu'une pente de 10% à 1000m de profondeur ne peut être pleinement représentée par le modèle qu'à partir d'une résolution de 2km, voire quelques centaines de mètres à 200m de profondeur. Le panneau du milieu représente  $A_v$  (en couleur) en fonction de la résolution et de la profondeur. La zone blanche représente les valeurs de  $A_v$  inférieures à  $50 \text{ cm}^2/\text{s}$ . On retrouve sur cette figure les valeurs extrêmes de  $4 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/\text{s}$  à 2000 m du panneau du haut. Le panneau du bas représente toujours  $A_v$  mais cette fois en fonction de la pente non lissée et de la résolution pour une profondeur de 1000m. Comme attendu l'effet de la pente n'intervient qu'en absence de lissage à des

résolutions kilométriques. Le petit carré blanc, en bas à droite, illustre également des valeurs inférieures à 50 cm<sup>2</sup>/s, ce qui est tout de même 500 fois supérieur à la valeur réaliste de 0.1 cm<sup>2</sup>/s. Il semble donc que l'utilisation de tels schémas en coordonnées sigma ait un effet catastrophique sur la diffusion diapycnale. Bien heureusement ROMS utilise un schéma upstream du 3eme ordre beaucoup moins diffusif. Pour faire le même genre d'estimations, il nous faut introduire un paramètre supplémentaire.



**figure V-5 : coefficient de diffusion diapycnale induit par une pente de 10% et une vitesse de 10cm/s dans un modèle à coordonnées sigma. La figure du haut représente le coefficient de diffusion verticale (en cm<sup>2</sup>/s) pour différentes profondeurs. La figure du milieu représente ce même coefficient mais cette fois en fonction de la résolution et de la profondeur. La figure du bas représente le coefficient de diffusion verticale (cm<sup>2</sup>/s) en fonction de la pente. Les valeurs inférieures à 50cm/s sont représentées en blanc.**

### V.2.2 Cas du schéma upstream ordre 3.

Lee et al (2002) estiment que la partie diffusive du schéma QUICK peut être approximée par une diffusion harmonique de la manière suivante :  $Ah = \frac{1}{16} U * \Delta x * \left( \frac{\Delta x}{L} \right)^2$  ou  $L$  est l'échelle des tourbillons de mésoéchelle résolue. Comme précédemment, il est alors possible d'estimer le mélange diapycnal induit par un tel schéma dans un modèle à coordonnées sigma. (le Schéma QUICK de ROMS est légèrement modifié ce qui nous amène à utiliser 1/12 au lieu de 1/16) Ce qui donne :  $A_v = \frac{1}{12} U * \left( \frac{\Delta x^3}{L^2} \right) * S^2$  si  $\frac{\Delta h}{h} \leq r_0$  et  $A_v = \frac{1}{12} U * \frac{h^2 \Delta x}{L^2} \times r_0^2$  sinon. A l'inverse du schéma précédent présentant un maximum de diffusion, avec ce schéma, si  $L$  est constant, plus la résolution est faible, plus la diffusion est importante. Lee et al. (2002) considèrent que dans un modèle de résolution intermédiaire ( $\sim 1/4^\circ$ , « eddy permitting »),  $L$  est de l'ordre de  $\Delta x$ . En effet, à cette résolution, la mésoéchelle n'est pas pleinement résolue et la diffusion la plus active opère à l'échelle de la maille. En faisant cette approximation, nous retrouvons un profil identique à celui obtenu pour le schéma du premier ordre avec une diffusion 6 fois plus faible. Pour notre part, nous avons considéré qu'à des résolutions inférieures à 20km, la diffusion active est réalisée à une échelle fixe. Nous avons alors opté pour  $L=20\text{km}$ , et nous allons dans un premier temps considérer les échelles inférieures à 20km. La figure V-6 représente la diffusion verticale en fonction de la résolution pour différentes profondeurs. Pour des résolutions supérieures à quelques km (4km à 2000, 2km à 1000m, figure V-6 ) le lissage topographique n'est pas nécessaire, la diffusion diminue alors rapidement en fonction du cube de la résolution. Pour obtenir une valeur de diffusion inférieure à  $1 \text{ cm}^2/\text{s}$  pour une profondeur de 2000m, il faut atteindre des résolutions de mailles inférieures au km. Ce qui est confirmé par le panneau du haut de la figure V-7, qui représente  $A_v$  en fonction de la profondeur et de la résolution. En effet, la zone en blanc représente les valeurs inférieures ou égales à  $1 \text{ cm}^2/\text{s}$  (ce qui est encore 10 fois trop fort, mais reste acceptable). Cette zone indique que dans les 500 premiers mètres, on obtient des valeurs raisonnables de diffusion verticale à partir d'une résolution de 25 km. Entre 500 et 1000m il faut une résolution de 5km, et s'approcher du km pour les profondeurs supérieures à 1000m. le panneau du bas indique que pour une profondeur de 1000m, même une faible pente (1%) nécessite une résolution horizontale inférieure à 10km pour contenir le mélange verticale.

Les valeurs obtenues pour le schéma du troisième ordre sont donc beaucoup plus acceptables que pour le premier ordre, néanmoins pour une profondeur de 1000m et une résolution de 20km ( $\sim 1/6^\circ$ ) la diffusion verticale est tout de même de 20  $\text{cm}^2/\text{s}$ , et autour de 10  $\text{cm}^2/\text{s}$  pour une résolution de 10km ( $\sim 1/12^\circ$ ).

Néanmoins ces considérations théoriques ne correspondent pas à notre problème. En effet, comme cela a été montré précédemment (figure V-1), dans ROMS la diffusion verticale augmente avec la résolution. Nous avons alors reconsidéré le cas précédent mais cette fois nous avons opté pour une valeur de  $L = L_0$  ( $L_0 = 20\text{km}$ ) lorsque la résolution est supérieure à 20km et  $L = \Delta x$  pour des résolutions inférieures. Le résultat obtenu avec cette méthode a été superposé à l'évolution de la salinité dans le modèle aux différentes résolutions. La courbe noire de la figure V-8, représente la diffusion diapycnale en fonction de la résolution pour le cas décrit ci-dessus. De gauche à droite (des basses vers les hautes résolutions), on observe une croissance hyperbolique de la diffusion, qui atteint un maximum lorsque la résolution est égale à  $L_0$ , suivi d'une décroissance linéaire, puis pour les résolutions kilométriques auxquelles le lissage n'intervient plus, la diffusion diminue rapidement. La courbe verte représentée sur cette figure, correspond à l'écart (en psu) entre la salinité initiale et la salinité de la moyenne climatologique (5 ans de moyenne après deux de spin up), pour une zone représentative du problème situé à l'ouest de la Nouvelle-Calédonie ( $20^\circ\text{S}$ - $17^\circ\text{S}$ ,  $156^\circ\text{E}$ - $162^\circ\text{E}$ ). Bien que ces courbes ne soient pas superposables, la tendance du modèle à tendre vers un maximum semble être en accord avec la vision de la diffusion explorée ci-dessus. Néanmoins, bien qu'entre le  $1/6^\circ$  et le  $1/12^\circ$ , on observe une légère inflexion de la courbe il nous est difficilement possible de vérifier le fait que pour des résolutions supérieures la diffusion verticale diminuerait.

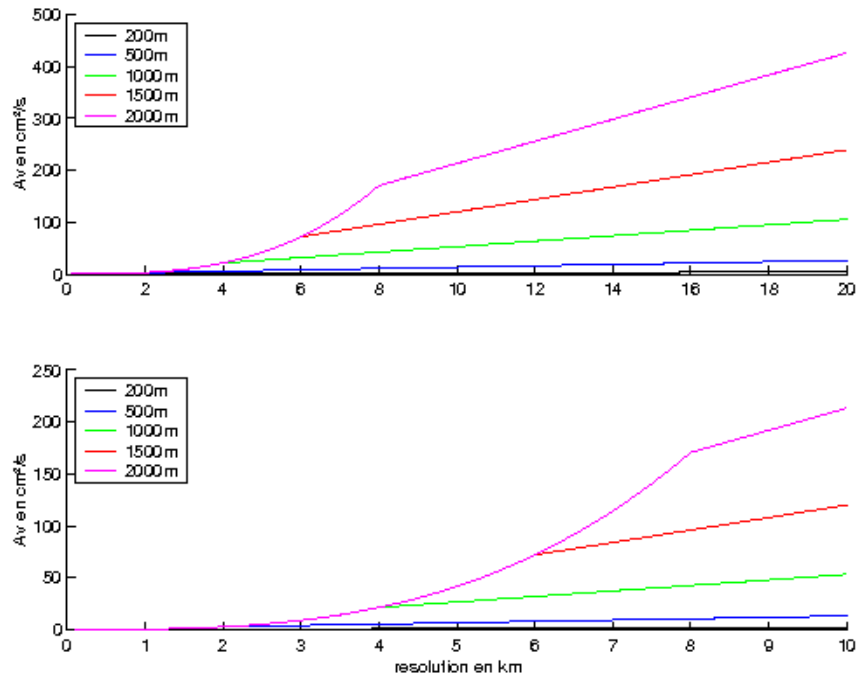


figure V-6 : coefficient de diffusion diapycnale ( $cm^2/s$ ) induite par une pente de 10% et une vitesse de 10cm/s dans un modèle à coordonnée sigma par un schéma de type Quick split pour différentes profondeurs.

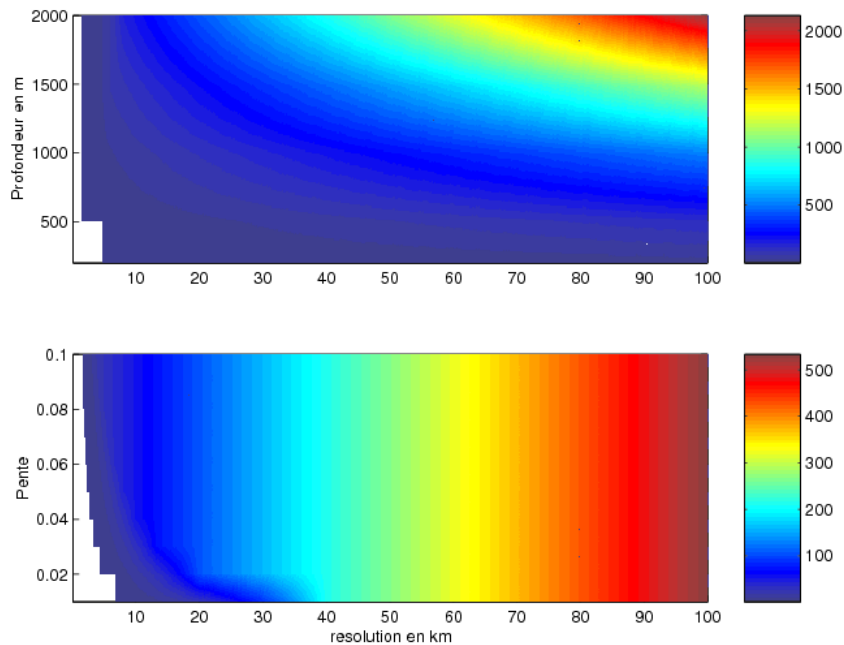
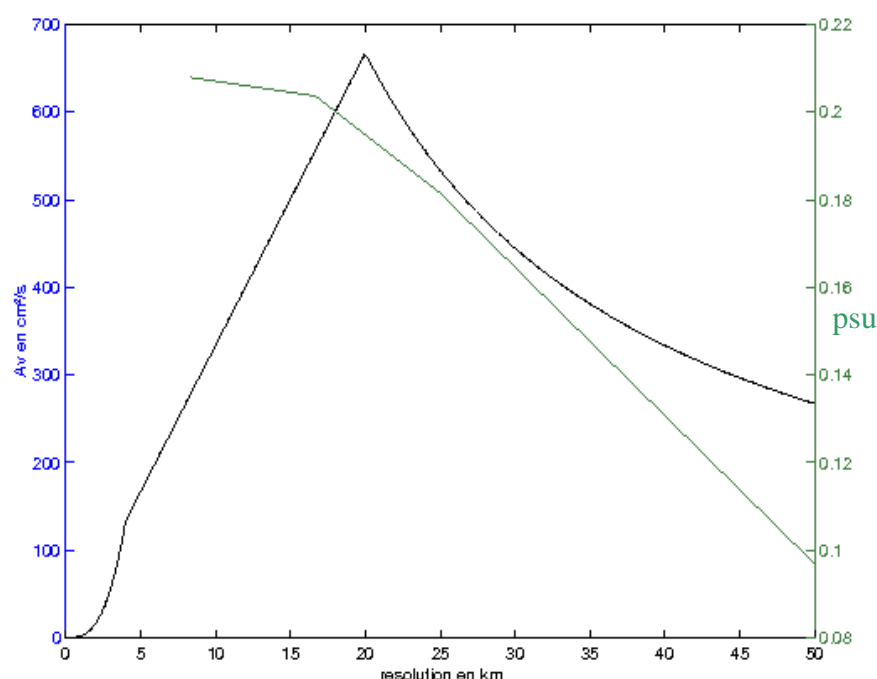


figure V-7 : coefficient de diffusion diapycnale induite dans un modèle à coordonnées sigma par un schéma de type Quick split. La figure du haut représente  $A_v$  ( $cm^2/s$ ) en fonction de la résolution et de la profondeur. La figure du bas représente  $A_v$  ( $cm^2/s$ ) en fonction de la pente. Les valeurs inférieures à 1cm/s sont représentées en blanc.



**figure V-8 : Diffusion diapycnale induite par un schéma d'ordre 3 pour une pente de 10% à 1000m (courbe en noir) La courbe verte représente l'écart de salinité entre le temps initial et une moyenne de 5ans après deux ans de spin up à une profondeur de 1000m.l'axe de droite est gradué en psu.**

## ***V.3 Solution***

La solution immédiate à notre problème a été d'utiliser la rotation du tenseur de diffusion sur les niveaux géopotentiels, déjà implémenté dans ROMS. Dans un premier temps, des simulations, utilisant un schéma centré d'ordre 4 (non diffusif mais très dispersif) ont été réalisées avec une diffusion géopotentiel harmonique pour différentes valeurs de diffusivité. Une valeur de  $500 \text{ m}^2/\text{s}$  nous a permis de parfaitement conserver les masses d'eau (figure V-9) en évitant les extrêmes liés au caractère dispersif du schéma d'advection (cette solution sera par la suite appelé solution 2, la solution 1 correspondant au schéma upstream). Cela a confirmé que la dérive en salinité et température dans le modèle était bien le résultat de la diffusion diapycnale implicite du schéma d'advection latérale. Mais cette forte valeur de la diffusion a alors diminué la résolution effective du modèle, en dégradant l'activité mésoéchelle (figure V-12, milieu). Pour pallier à ce problème, notre premier pas vers l'hyperdiffusion a été d'adapter dans le code la routine « Smagorinsky » (utilisé pour le calcul de la viscosité dans nos simulations linéaires) à la diffusion des traceurs. Bien qu'encore imparfait, ce nouveau schéma nous a donné des résultats satisfaisants (figure V-10) pour la

conservation des masses d'eau, tout en conservant une activité mésoéchelle satisfaisante (figure V-12, bas).

Smagorinsky calcule un coefficient de diffusion qui dépend des cisaillements de vitesse, et non de la vitesse elle-même. On peut donc avoir une sous-estimation de la diffusivité là où les cisaillements sont faibles. Donc l'utilisation de ce coefficient ne permet pas toujours de réduire complètement l'instabilité du schéma d'advection, et induit des champs de traceurs bruités dus aux effets de dispersion numérique. La figure V-10 représente la salinité et la température à 1000m pour la nouvelle solution (que nous appellerons dans la suite solution 3 par opposition aux solutions 1 et 2 présentées ci-dessus) après 2000 jours de simulation. Globalement, le nouveau schéma conserve la structure initiale des champs de température et salinité à 1000m. Néanmoins, dans le détail quelques différences plus ou moins significatives subsistent notamment dans le golfe de Papouasie-Nouvelle-Guinée où les eaux simulées sont plus chaudes et plus salées qu'à l'initialisation. Ces tâches de température et salinité sont le résultat de la forte dispersion du schéma d'advection utilisé, associé à une diffusion trop faible, créant des extrêmes qui se diffusent alors horizontalement. On note également que les eaux froides initialement au nord-est de Fidji s'étendent jusqu'au Vanuatu. D'un point de vue plus global, la mer de Corail est également légèrement plus salée ( $\sim 0.05$ psu) que le champ initial, plus particulièrement au nord-ouest du bassin où la différence peut atteindre près de 0.1 psu.

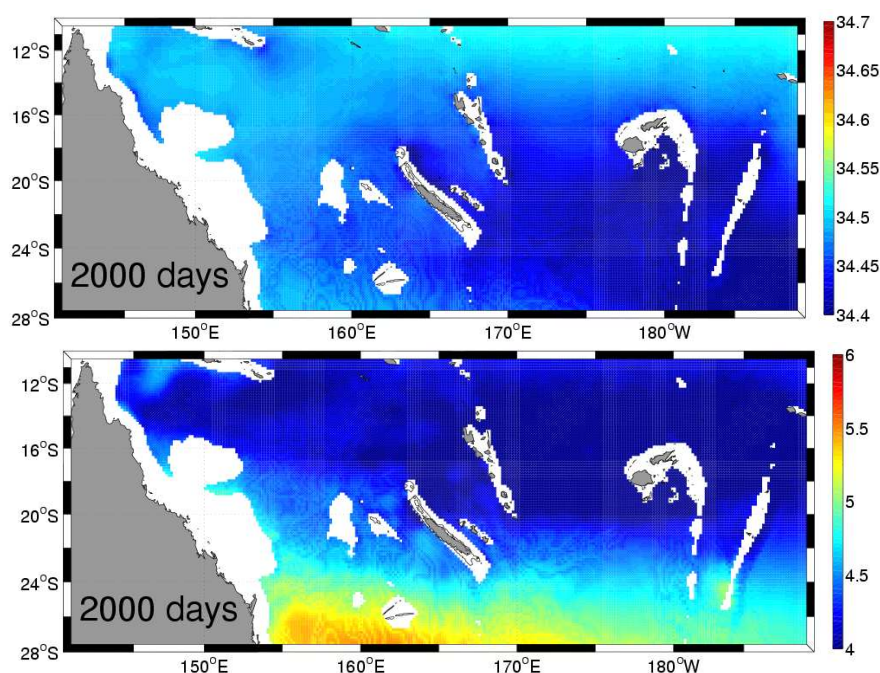
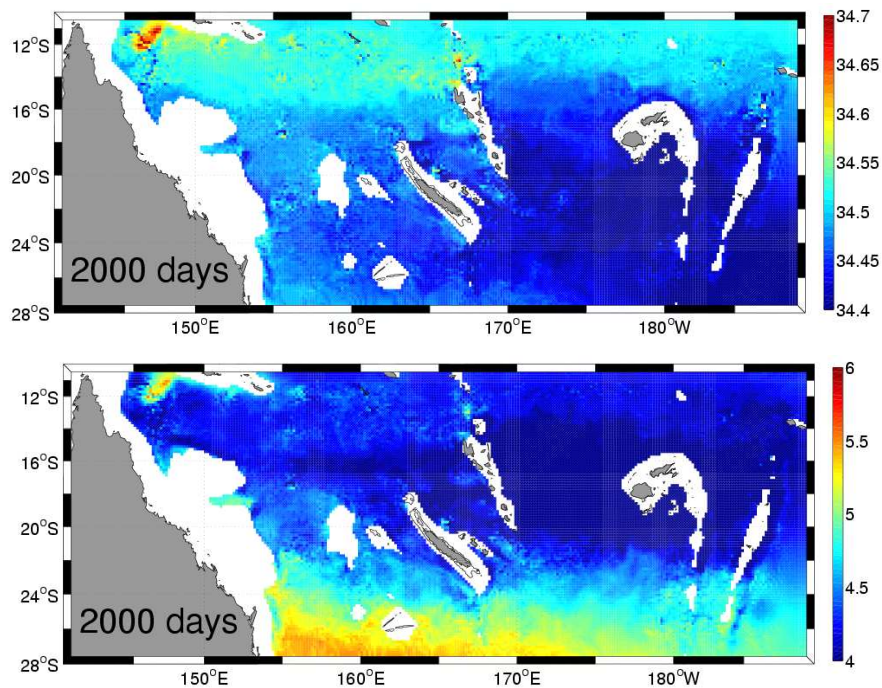


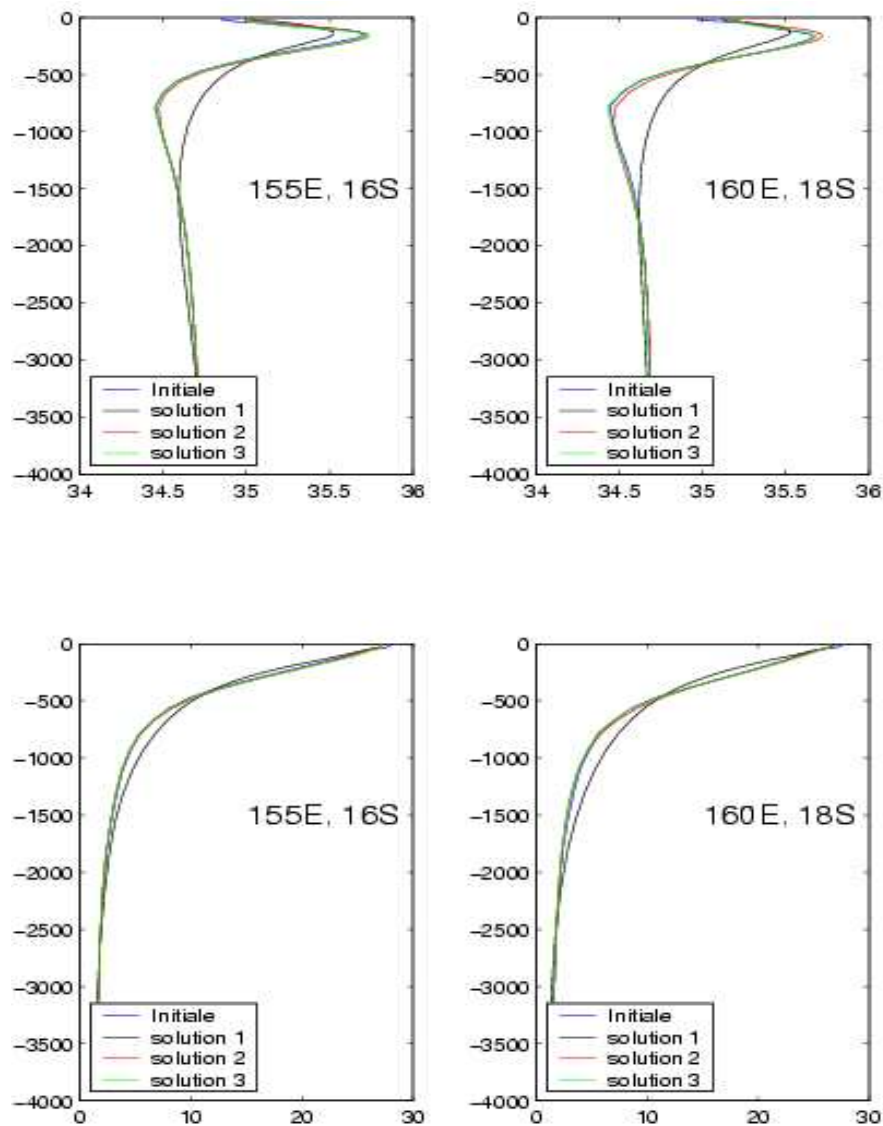
figure V-9 : Salinité (en haut) et température (en bas) pour une diffusion harmonique de coefficient  $Ah=500\text{m}^2/\text{s}$  (solution2).



Malgré la persistance d'érosions locales du minimum de sel à 1000m la structure globale est conservée. La figureV-11 illustre par des profils de température et salinité (moyenne sur 5 ans après 2 ans de spin up), choisie arbitrairement à 18°S et 160°E et à 16°S, 155°E, la dégradation des profils verticaux avec l'utilisation des schémas décentrés (solution 1 : courbe noire) et centrés (solution 3 : courbe rouge, et verte) par rapport à la moyenne des champs initiaux (courbe bleue). La comparaison entre la solution 1 et le champ initial montre un mélange vertical important avec des eaux dessalées dans les 500 premiers mètres et plus salées entre 500m et 1500m. Dans un même temps les eaux au dessus de 500m se refroidissent alors qu'on observe un réchauffement entre 500m et 1500m. En dessous de 1500m les profils sont quasiment confondus. Dans la solution 2, les effets du mélange sont quasi inexistant dans la couche supérieure et beaucoup moins marquée au niveau du minimum à 1000 m. Bien que le signal en sel à 1000m soit encore légèrement « érodé » avec une différence de l'ordre de 0.04 psu on garde l'allure du profil et l'existence d'un minimum. Alors que dans la solution 1, le minimum de sel a disparu et la salinité diminue progressivement jusqu'au fond.



**figureV-10 : salinité (en haut) et température (en bas) à 1000m obtenues après 2000 jours avec le schéma d'advection centré et la diffusion type Smagorinsky (solution3).**



**figureV-11 : Comparaison des profils de températures et salinités à 160°E, 18°S et 155°E,16°S. Pour le schéma upstream et le schéma centré avec la diffusion Smagorinsky.**

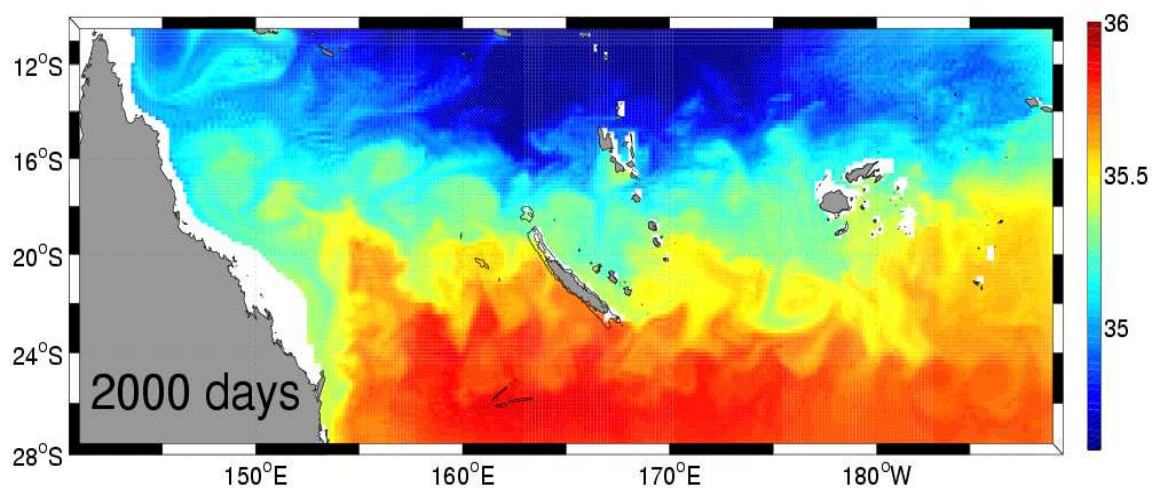
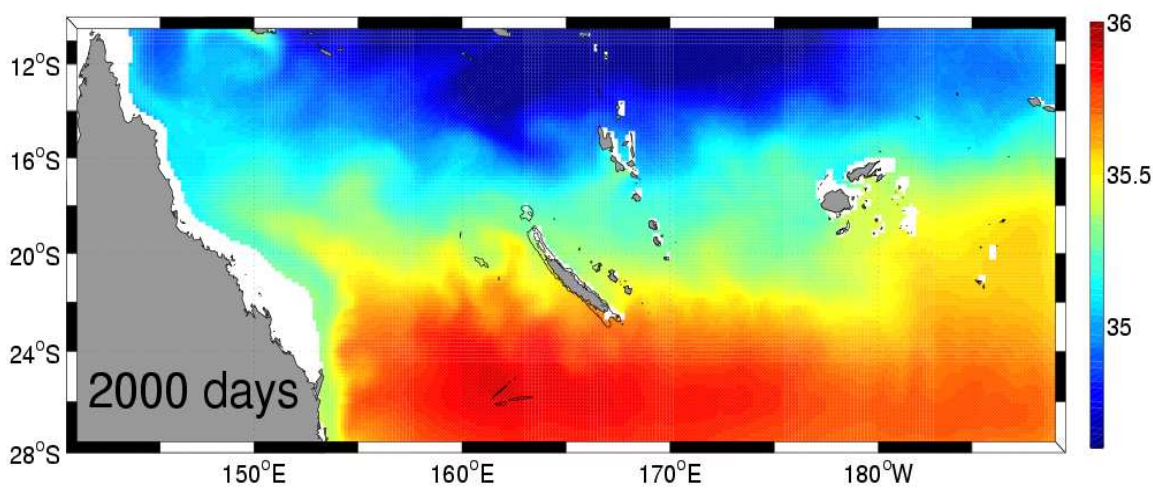
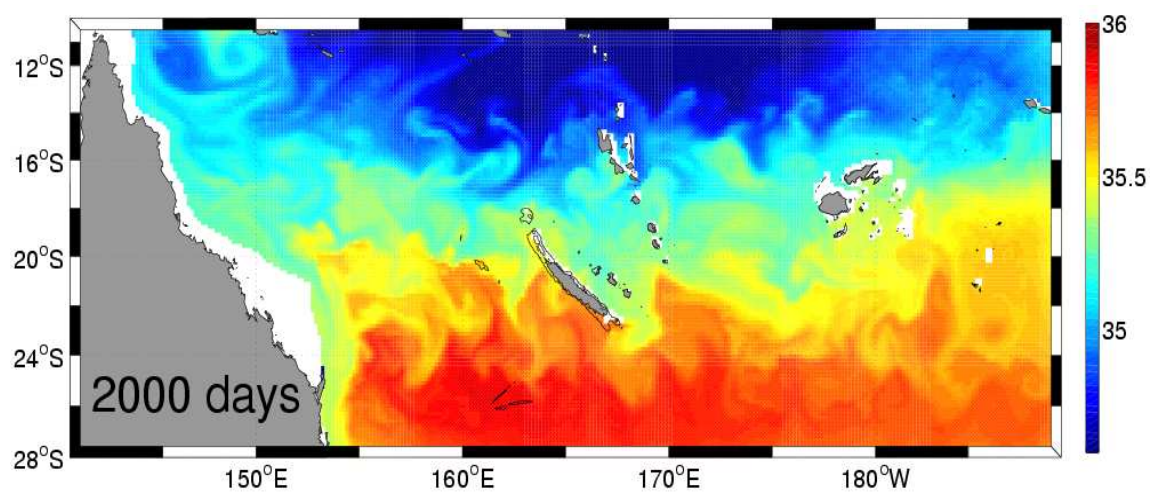
Bien que la solution apportée ne soit pas parfaite, elle nous apparaît néanmoins comme un bon compromis entre la solution d'origine et la solution utilisant la diffusion harmonique constante. En effet les fonctions de courants barotropes des solutions avec les schémas d'advection centrés (solutions 2 et 3) sont quasiment identiques, et toutes deux très différentes de la solution initiale (figure V-13), notamment au sud de la Calédonie où le JSC est quasiment inexistant dans la solution 1. Une autre différence majeure concerne le sud du Vanuatu et le sud-est de la Nouvelle-Calédonie, où l'on observe d'importantes recirculations dans la solution originale, qui ont disparues dans les deux autres solutions. De plus, la comparaison des spectres d'énergie de ces différentes solutions (figure V-14) indique un niveau de turbulence équivalent entre la solution 1 (en haut) et la solution 3 (en bas). Alors

que pour le schéma centré avec diffusion harmonique constante (solution 2, milieu) l'activité turbulente ainsi que l'énergie des grandes échelles sont nettement réduites.

Dans cette section, nous avons vu que bien que le mélange diapycnal ne se manifeste qu'à proximité des fortes pentes, ses caractéristiques sont par la suite advectées horizontalement et finissent par contaminer tout le domaine. Ceci conduit à d'importantes modifications des gradients de pressions et à une dynamique erronée. Il apparaît donc que les schémas à diffusion implicite ne soient pas adaptés à la modélisation en coordonnées sigma de zones où la topographie est fortement accidentée. Ce type de coordonnées ayant pour but de représenter au mieux la dynamique liée à la bathymétrie, l'utilisateur de tels modèles doit rester très vigilant quand aux schémas d'advection et aux types de diffusion/viscosité utilisées.

Dans un premier temps, nous avons solutionné le problème par l'utilisation d'un schéma centré d'ordre 4 associé à une forte diffusion géopotentielle harmonique ( $A_h=500 \text{ m}^2/\text{s}$ ). Dans un souci de minimisation de cette diffusion nous avons ensuite opté pour un coefficient de diffusion fonction du cisaillement horizontal de vitesse, de type Smagorinsky (Smagorinsky., 1963). Ce nouveau schéma nous a permis de conserver des masses d'eau correctes, notamment les Eaux Antarctiques Intermédiaires. Toutefois, des effets de dispersion numérique persistent.

La prochaine étape est donc la mise en place d'un schéma de type split-QUICK. En effet, Webb et al. (1998) ainsi que Holland et al. (1998) propose une version « split » du schéma QUICK. C'est-à-dire qu'il sépare comme nous l'avons vu précédemment le schéma en une partie advective (schéma centré ordre 4) et une partie diffusive (diffusion biharmonique). Leurs motivations n'étaient alors absolument pas liées au mélange diapycnal, mais au schéma numérique d'avancement temporel du modèle. Leur modèle (OCCAM) utilise un schéma Leapfrog, pour lequel la diffusion doit être appliquée au temps  $n-1$ . Ce qui rend impossible l'utilisation de schémas advectifs diffusifs. Le schéma numérique de ROMS ne présente pas ce problème. Néanmoins, la possibilité de séparer l'advection de la diffusion devrait nous permettre d'appliquer la diffusion biharmonique le long des surfaces géopotentielles, et de limiter ainsi le mélange vertical artificiel. L'implémentation d'une diffusion isopycnale est également envisagée.



**figure V-12 : Salinité à 10m pour le schéma upstream (en haut), le schéma centré est la diffusion type Smagorinsky (en bas) et le schéma centré et la diffusion harmonique (au milieu).**



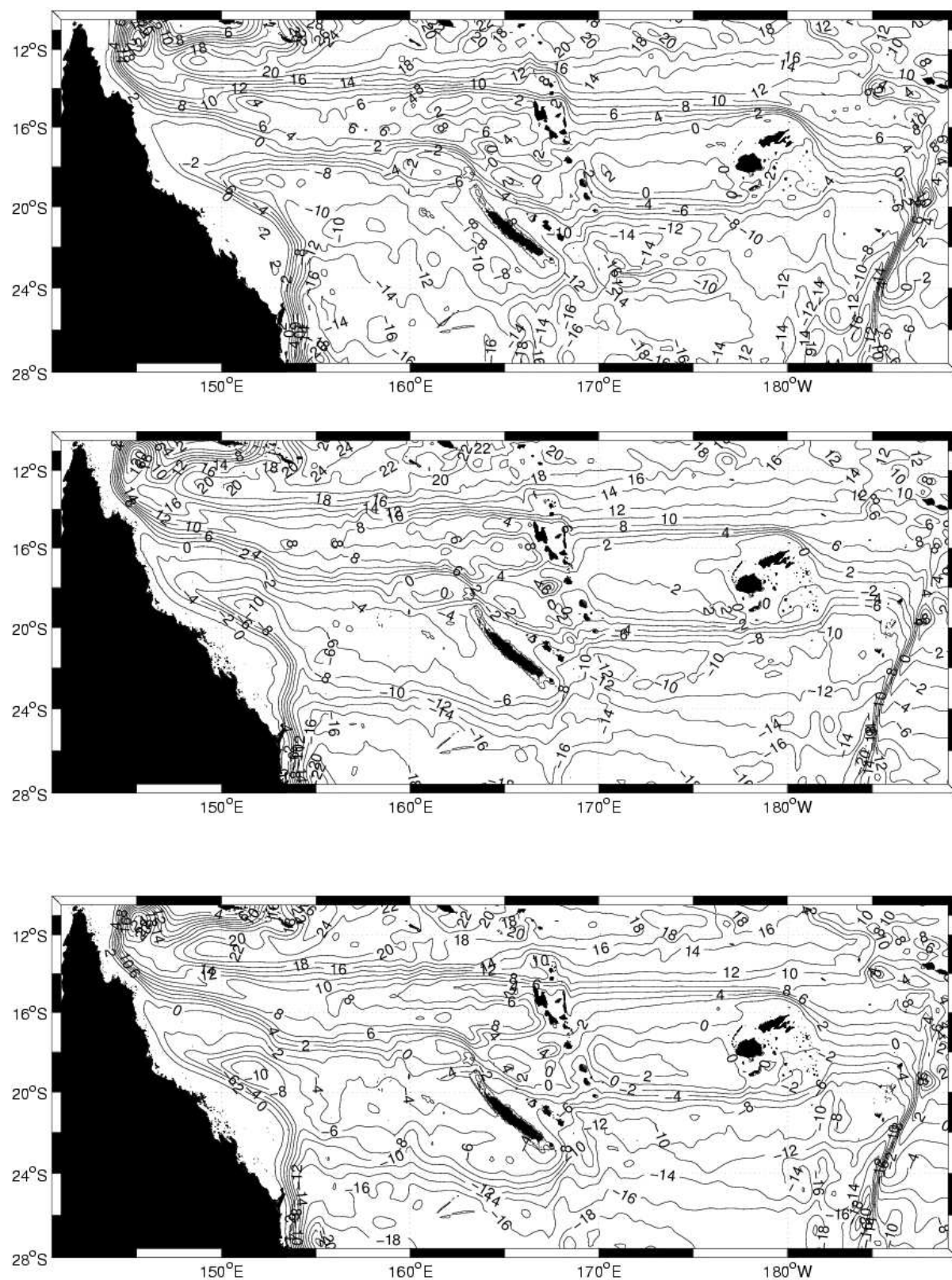


figure V-13 : fonction de courant barotrope pour le schéma upstream (en haut), le schéma centré et la diffusion type Smagorinsky (en bas) et le schéma centré et la diffusion harmonique (au milieu).

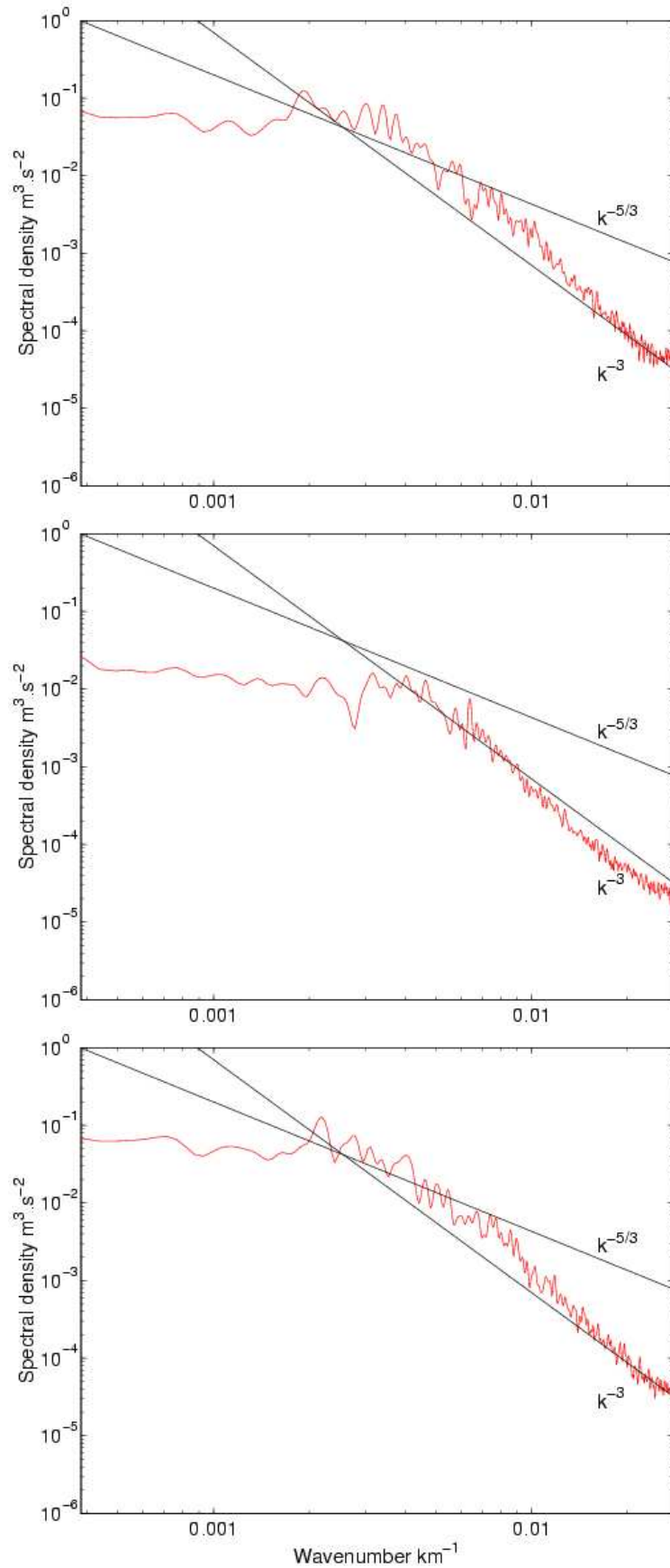


figure V-14 : spectre d'énergie centré sur 20°S pour le schéma upstream (en haut), le schéma centré et la diffusion type Smagorinsky (en bas) et le schéma centré et la diffusion harmonique (au milieu).



### **Partie III :Résultats**





## ***Chapitre VI : Circulation de Sverdrup avec « Règle de l'île ».***

### ***VI.1 La règle de l'île : Description***

#### ***VI.1.1 Règle Simple***

En 1989, Godfrey établit une règle simple pour représenter l'effet des îles dans le transport de Sverdrup : la règle de l'île. Cette règle permet dans le cas simplifié d'un océan homogène, de profondeur infinie et en absence de non linéarité, de mettre en évidence la présence de jets zonaux aux extrémités nord et sud des îles. La circulation ainsi déduite est barotrope et ne dépend que du forçage par le vent et de la géométrie des îles. Dans ce chapitre nous avons donc cherché à mettre en évidence et à quantifier le transport des jets zonaux du Pacifique Sud-Ouest à partir des données de vents QuikSCAT. Afin d'évaluer l'incertitude du au forçage, les données de vents ERS2 ont également été utilisées.

Cette règle étant basée sur la dynamique de Sverdrup, nous allons revenir succinctement sur cette dernière. La dynamique de Sverdrup, permet, connaissant uniquement le rotationnel du vent de déterminer le transport méridien en tous point d'un bassin. Ce transport s'exprime par la relation suivante :  $V = (1/\beta) \text{curl} (\tau/\rho_0)$  où  $V$  est le transport de Sverdrup (Gill, 1982, pp465) en  $\text{m}^2/\text{s}$  (correspondant à la vitesse méridienne intégrée verticalement),  $\beta$  est le gradient méridien de vorticité planétaire,  $\tau$  la tension de vent ( $\text{N}/\text{m}^2$ ) et  $\rho_0$  la densité moyenne (ici  $1025 \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ). Connaissant ce transport, il est alors possible d'obtenir la fonction de courant correspondante. Pour cela le transport  $V$  est intégré zonalement d'est en ouest à travers tout le bassin. La fonction de courant  $\psi = \int_{\text{Est}}^{\text{Ouest}} V dx$  s'exprime alors en  $\text{Sv}$  ( $10^6 \text{m}^3 \text{s}^{-1}$ ). Les iso-contours de  $\psi$  représentent alors les lignes de courants.

La règle de l'île suit le même principe mais permet de tenir compte de la présence des îles. L'idée principale de cette règle est qu'il est possible de déterminer le transport méridien total entre une île et le continent (ce transport sera pas la suite appelé  $T_0$  et sera positif vers le nord). Ce transport méridien total, est égal à la différence entre la valeur de la fonction de courant sur le continent (toujours nulle) et sur l'île. Il est donc possible de déterminer à partir

de ce transport  $T_0$  la valeur  $\Psi_{\text{île}} = -T_0$  de la fonction de courant sur l'île. Tenir compte de cette valeur dans le calcul de la fonction de courant permet alors de mettre en évidence l'effet des îles sur la circulation barotrope. En effet, de la différence entre la valeur de la fonction de courant sur l'île (constante sur toute l'île) et de celle à un point de grille à l'Est de l'île (variant avec la latitude car obtenue par la relation de Sverdrup) va naître un courant de bord ouest. D'un point de vu plus physique cela se comprend par l'effet de blocage de l'île sur le transport zonal de Sverdrup. Ce transport zonal doit pouvoir bifurquer sur l'île et alimente alors un courant de bord vers le nord et un vers le Sud sur la côte est de l'île. Puis aux extrémités nord et sud, ces courants de bords donnent naissances à deux jets zonaux. C'est ce que l'on appellera par la suite une dynamique de type règle de l'île ou « island rule ». C'est la plus simple description et explication pour l'existence des jets zonaux dus à la présence d'îles. L'intérêt de cette règle est de représenter les courants de bord ouest sans avoir à considérer des termes de viscosité latérale ou de frottements comme c'est le cas dans la solution de Munk (Pedlosky, 1987). Alors que Munk base sa théorie sur la conservation de la vorticité, la règle de l'île est basée sur la conservation de la masse.

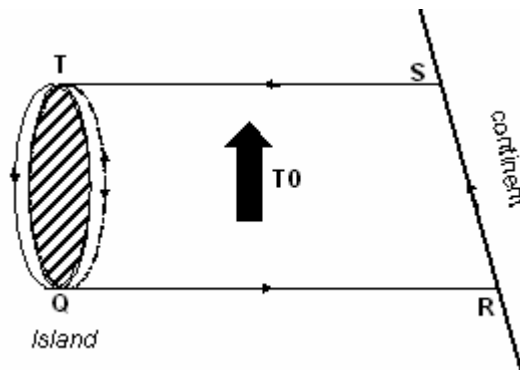


figure VI-1 : Schéma de la règle de l'île simple

Voyons maintenant comment obtenir ce transport méridien total  $T_0$ , nous reviendrons plus tard sur les hypothèses et la méthode utilisée pour l'application à notre région d'étude. Pour cela, partons des équations du moment intégrées sur la verticale, avec :  $dx = R \cos(\phi) d\lambda$  et  $dy = R d\phi$ , où  $R$  est le rayon de la terre et  $\phi$  et  $\lambda$  la longitude et la latitude.  $U$  et  $V$  sont les vitesses zonales et méridiennes intégrées verticalement.  $f$  est le paramètre de Coriolis et  $\rho_0$  la densité moyenne,  $H$  la profondeur (constante) et  $\eta$  l'élévation de surface.  $D_x$  et  $D_y$  sont les termes de dissipation.

$$-fV = -gH \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\tau^{(x)}}{\rho_0} - D_x \quad (1)$$

$$fU = -gH \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau^{(y)}}{\rho_0} - D_y \quad (2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

L'idée principale de la règle de l'île repose sur le fait qu'en se plaçant sur la côte ouest de l'île, l'absence de courant de bord ouest permet de négliger les effets non-linéaires, ainsi que la dissipation dans l'expression du gradient de pression. Alors que sur la côte est la présence d'un courant de bord ne permet pas de faire ces approximations. De plus dans la mesure où l'île est d'extension méridienne (figure VI-1), la composante U doit être nulle afin de respecter la condition d'imperméabilité le long de la frontière. L'équation (2) s'écrit alors :

$$-gH \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{\tau^{(y)}}{\rho_0} = 0. \quad (4)$$

En appliquant le même raisonnement sur le bord est de l'océan on obtient les formulations suivantes pour les gradients nord/sud de l'élévation de surface:

$$\eta T - \eta Q = \int_Q^T \frac{\tau(y)}{gH\rho_0} dy \quad \text{et} \quad \eta S - \eta R = \int_R^S \frac{\tau(y)}{gH\rho_0} dy \quad (5a \text{ et } 5b)$$

Pour exprimer le gradient de l'élévation de surface entre l'île et le continent, il faut tenir compte de la composante géostrophique  $T0 = \int_Q^R V dx = \int_T^S V dx$ , qui correspond comme nous l'avons vu précédemment au transport méridien total (en Sv) entre l'île et le continent. Ce transport, par continuité doit nécessairement se conserver entre le Nord et le Sud de l'île et le continent (à travers TS et QR sur la figure 1). Puis, en intégrant d'ouest en est l'équation (1) on obtient les équations suivantes :

$$\eta R - \eta Q = -\frac{1}{gH} \left[ \int_Q^R \frac{\tau(x)}{\rho_0} dx + fQT0 \right] \quad \text{et} \quad \eta S - \eta T = -\frac{1}{gH} \left[ \int_T^S \frac{\tau(x)}{\rho_0} dx + fTT0 \right] \quad (6a \text{ et } 6b)$$

Enfin, en combinant ces quatre équations tout en prenant soins de remplacer  $dx$  et  $dy$  par  $dl$ , on obtient une solution pour T0. C'est cette équation que l'on appelle **la règle de l'île**.

$$T0 = \oint_{QRSTQ} \frac{\tau(l)}{\rho_0(fT - fQ)} dl \quad (7)$$

Mais cette formulation en coordonnées cartésiennes de la règle de l'île n'est pas adaptée à la sphéricité de la terre. En effet, avec cette formulation la circulation le long du contour fermé QSTRQ d'un champ de vent constant n'est pas nul. Aussi pour nous affranchir de ce problème sans avoir à modifier le système de coordonnées, nous réécrivons l'équation 6 à l'aide du théorème de stokes, ce qui nous permettra également d'avoir une vision plus physique de ce  $T0$ .

Tout d'abord nous décomposons l'intégrale de la façon suivante :  $\oint_{QRSTQ} = \oint_{QRSTQ'} + \oint_{Island}$ . La

circulation QRSTQ définie précédemment peut donc s'écrire comme la somme de la circulation le long du contour fermé QRSTQ' (passant cette fois à l'est de l'île) plus la circulation autour de l'île (dans le sens trigonométrique).

Puis l'utilisation du théorème de stokes permet la formulation suivante:

$$T0 = \frac{1}{(fT - fQ)} \iint_{RSTQ'} \text{curl}\left(\frac{\tau}{\rho_0}\right) dx dy + \oint_{Island} \frac{\tau(l)}{\rho_0(f_T - f_Q)} dl \quad (8)$$

En considérant par la suite  $f_T - f_Q = \beta * Y$  où  $Y$  est l'extension méridienne de l'île et

$$\beta V = \text{curl}\left(\frac{\tau}{\rho_0}\right) \text{ on peut écrire : } T0 = \frac{1}{Y} \iint_{RSTQ'} V dx dy + \oint_{Island} \frac{\tau(l)}{\rho_0(f_T - f_Q)} dl$$

puis, avec  $Ts(y) = \int_{ouest}^{est} V(y) dx$  on obtient :

$$T_o = \oint_{Island} \frac{\tau(l)}{\rho_0(f_T - f_Q)} dl + \overline{T_s} \quad (9)$$

Où  $\overline{T_s}$  est la moyenne méridienne de transport de Sverdrup intégré zonalement  $Ts(y)$  à l'est de l'île. On peut alors remarquer que pour de petites îles comme la Nouvelle-Calédonie la circulation autour de l'île est petite devant  $\overline{T_s}$ . Ce qui au final permet d'obtenir une formulation très simple de la règle de l'île :  $T0 = \overline{T_s}$ . La valeur du transport entre l'île et le continent est égale à la moyenne méridienne du transport de Sverdrup (intégré zonalement) à l'est du courant de bord ouest. Il est tout de même important de garder à l'esprit que pour de plus grandes îles tel l'Australie cette expression n'est plus valable et la circulation de la tension de vent autour de l'île doit être prise en compte. D'ailleurs tous les résultats décrits ci après ont été obtenus sans négliger la circulation du vent autour des îles.

## VI.1.2 Règle Multiple

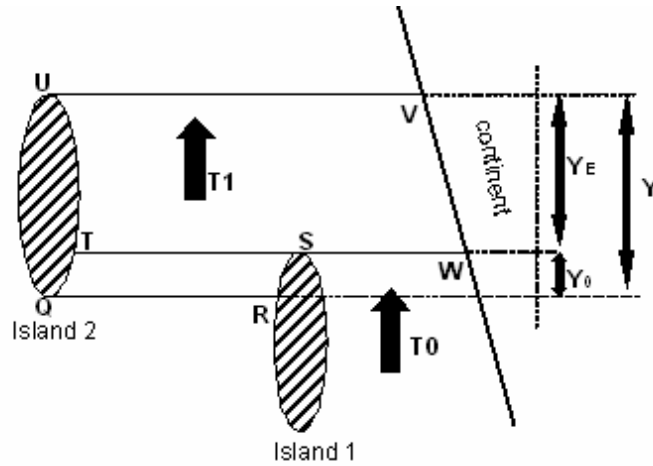


figure VI-2 : Schéma pour la règle des îles multiples

En utilisant les mêmes arguments R. Wajcowizck (1993) établit une formulation dans le cas où plusieurs îles sont présentes (figure VI-2). Pour plus de clarté et à l'image de la description que fait R. Wajcowizck (1993) dans son article, nous allons ici formuler la règle de des îles multiple en terme de fonction de courant barotrope plutôt qu'en terme de transport.

$$\psi_{I2} = \frac{Y_0}{Y} \psi_{I1} + \frac{Y_E}{Y} \overline{\psi_E} - \oint_{QRST+island2} \frac{\tau(l)}{\rho_0(fU - fQ)} dl \quad (10)$$

Où  $Y$  est l'extension méridienne l'île 2,  $Y_0$  le chevauchement entre les deux îles (distance méridienne [TQ]) et  $Y_E$ , la part exposée au continent de l'île 2 (distance [UT]).  $\psi_{I1}$  est la valeur de la fonction de courant sur l'île 1, obtenue avec la règle de l'île simple.  $\overline{\psi_E}$  est la moyenne méridienne de la fonction de courant entre les points U et T de l'île 2.  $\psi_{I2}$  est bien entendue la valeur de la fonction courant sur l'île 2.

En utilisant à nouveau les théorèmes de Stokes et Sverdrup, nous avons réécrit l'intégrale dans (5) de la façon suivante :

$$\oint_{QRST+island2} \frac{\tau(l)}{\rho_0} dl = \oint_{Island} \frac{\tau(l)}{\rho_0} dl + \iint_{QRSTQ} \text{curl} \left( \frac{\tau(l)}{\rho_0} \right) ds \quad (11)$$

Soit au final :

$$\psi_{I2} = \frac{Y_0}{Y} \psi_{I1} + \frac{Y_E}{Y} \overline{\psi_E} + \overline{\psi_{ov}} - \frac{1}{(fU - fQ)} \oint_{île} \frac{\tau(l)}{\rho_0} dl \quad (12)$$

Avec  $\overline{\psi_{0v}}$  la moyenne méridienne de la fonction de courant entre Q et T. C'est cette expression qui à été utilisée lors de nos calculs pour obtenir la fonction de courant moyenne dans le Pacifique Sud-Ouest.

## ***VI.2 Application au Pacifique Sud-Ouest***

Avant de commencer nos investigations numériques, il nous a semblé important de commencer par une représentation simple et analytique de la circulation barotrope du Pacifique Sud-Ouest.

Classiquement la circulation de Sverdrup ne permet ni de représenter les courants de bord ouest ni de tenir compte des effets topographiques. En effet, sur la figure VI-4, les lignes de courants (exprimé en Sv) se terminent sur la côte est Australienne, et le seul effet d'îles qui soit pris en compte est celui du sillage atmosphérique des îles sur le vent qui est implicitement présent dans les données de vent.

Afin de tenir compte de la présence des îles du Pacifique Sud-Ouest sur la circulation de Sverdrup nous avons utilisé la « Règle de l'île » (Godfrey, 1989). Cette règle permet, sans ajouter de termes de dissipation aux équations, ni modifier la méthode de calcul, de représenter l'effet des îles sur la circulation barotrope. Cet effet se traduit par la formation de jets zonaux aux extrémités nord et sud des îles ainsi que par un courant de bord ouest le long de la côte est des îles. Dans le cas particulier du Pacifique Sud, cela permet aussi de déterminer les courants de bord ouest sur la côte Australienne.

### ***VI.2.1 Description des données de vent disponibles***

Pour la réalisation des cartes de fonction de courant, nous avons utilisé les tensions de vent issues des diffusiomètres embarqués sur les satellites QuikSCAT et ERS2, obtenus sur le site du Cersat de l'IFREMER. ([www.ifremer.fr/cersat/en/index.htm](http://www.ifremer.fr/cersat/en/index.htm)).

Les vents QuikSCAT disponibles sur une grille au demi degré pour la période 1999-2006 ont été préférés aux vents ERS2 dont la résolution est de 1° pour une période allant de 1996 à 2001. Nous aurions alors pu envisager de reconstituer une série temporelle à l'aide des données ERS (1 et 2) et QuikSCAT comme l'ont fait Kessler et Gourdeau (2006). Mais notre but étant de regarder la circulation de façon stationnaire, il nous est apparu plus judicieux de

se concentrer sur les données à plus haute résolution. C'est d'ailleurs également avec les tensions de vents QuikSCAT que les simulations numériques des prochains chapitres ont été réalisées. Néanmoins le transport de Sverdrup déterminé à partir des vents ERS2 a tout de même été représenté pour estimer les erreurs dues au choix du vent.

Les rotationnels de vents associés aux données QuikSCAT et ERS2 sont représentés figure VI-3. Dans le cas des vents QuikSCAT, on observe des structures plus fines et plus énergétiques que pour ERS2, ainsi qu'un masque beaucoup plus fin lié à une résolution supérieure. Toutefois, les structures grandes échelles sont comparables (bien que les périodes soient différentes) avec un rotationnel essentiellement positif sur la moitié nord du domaine et négatif sur la moitié sud.

Dans ces deux jeux de données, on observe également la présence de dipôles de rotationnel au niveau des îles Fidji et du Vanuatu. Le rotationnel de la tension de vent est alors négatif (vent anticyclonique) au nord de ces îles et positif (vent cyclonique) au sud. Ces dipôles par la dynamique de Sverdrup, sont à même de générer des contres courants et des jets (Qiu et Durland, 2002 ; Kessler et Gourdeau, 2006).

La figure VI-4 représente le transport de Sverdrup classique, sans effet d'îles ni courants de bords. Il est intéressant de noter les structures zonales au sud de Fidji et du Vanuatu. Elles semblent confirmer l'influence des dipôles mis en évidence ci-dessus sur la circulation de grande échelle (Kessler et Gourdeau, 2006). En effet, on identifie déjà très bien la présence d'un jet au sud de Fidji se prolongeant jusqu'à l'Australie en passant au nord du récif Néo-Calédonien. Au large du Vanuatu, on discerne également un jet zonal légèrement au sud de Santo. Ce jet est un peu trop au sud pour être le JNV au sens des chapitres d'introduction, néanmoins sa présence semble liée à la présence du Vanuatu. Au nord de ces jets on discerne également la présence de faibles contre-courants. Dans le sillage du Vanuatu, au nord du « JNC », on observe la présence d'un contour fermé indiquant la présence d'une recirculation dans le sillage du Vanuatu.



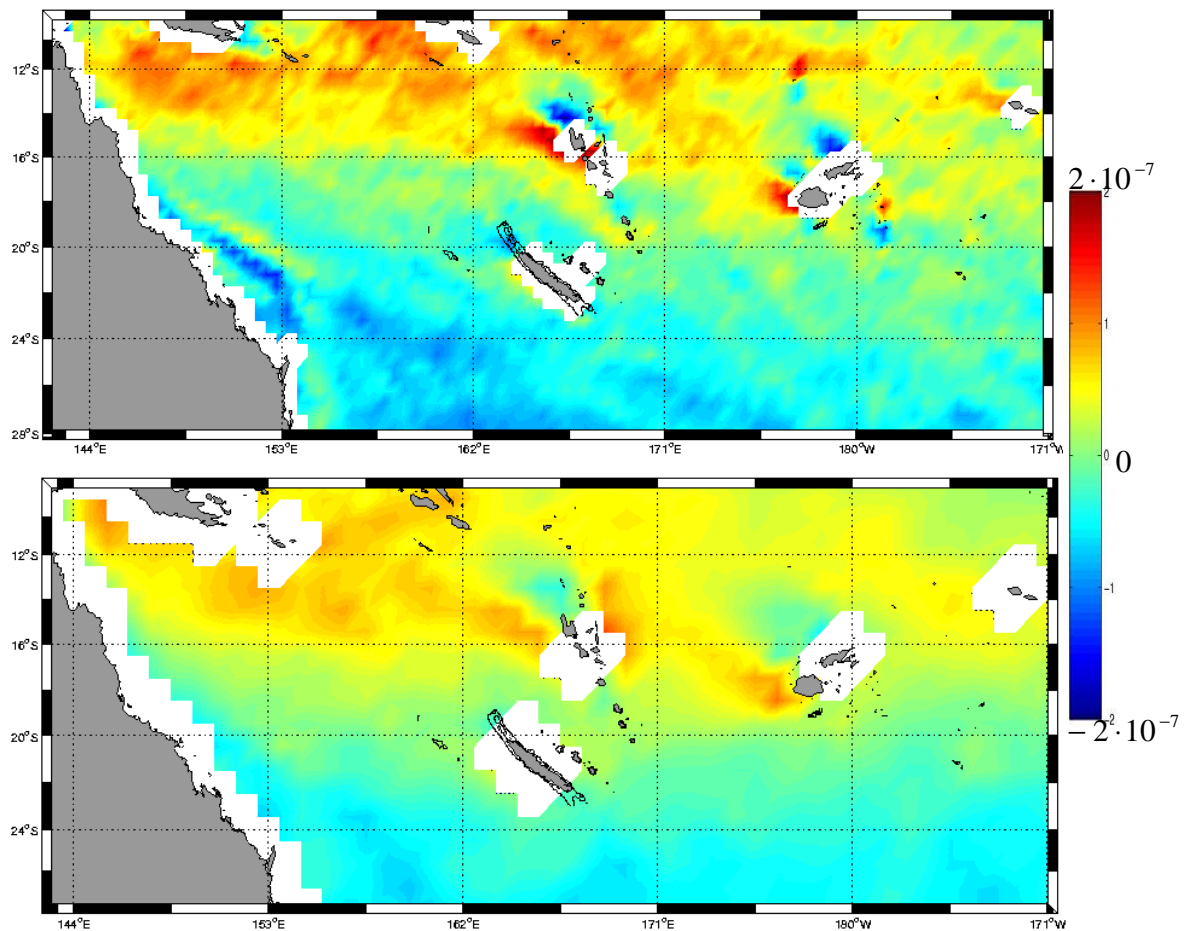


figure VI-3 : rotationnel de la tension de vent ERS (en bas) et QuikSCAT (en haut), (Saturation des couleurs :  $-2 \cdot 10^{-7}$  (bleu) et  $2 \cdot 10^{-7}$  (rouge)).

La fonction de courant ERS2 (figure VI-4, en bas) est beaucoup plus lisse que pour QuikSCAT. Parallèlement à cela, comme nous l'avons noté précédemment, les dipôles de rotationnel de vent sont beaucoup moins marqués. Le transport de Sverdrup issu d'ERS2 est homogène et ne présente aucune structure de type jets, ni aucun contre-courant. La comparaison de ces rotationnels de vent et des circulations barotropes qui en découlent, confirme l'intérêt des vents QuikSCAT pour la poursuite de ce travail. Bien que l'effet des fines structures du vent ne soit pas étudié spécifiquement durant cette thèse, cette comparaison met en évidence l'importance des sillages atmosphériques sur la circulation océanique à proximité et à distance des îles. L'utilisation de vent à plus haute résolution, notamment QuikSCAT au  $\frac{1}{4}$ , ou des réanalyses de modèles atmosphériques haute résolution type WRF augmenterait sans doute l'importance du sillage atmosphérique des îles, et donc son effet sur la circulation océanique.

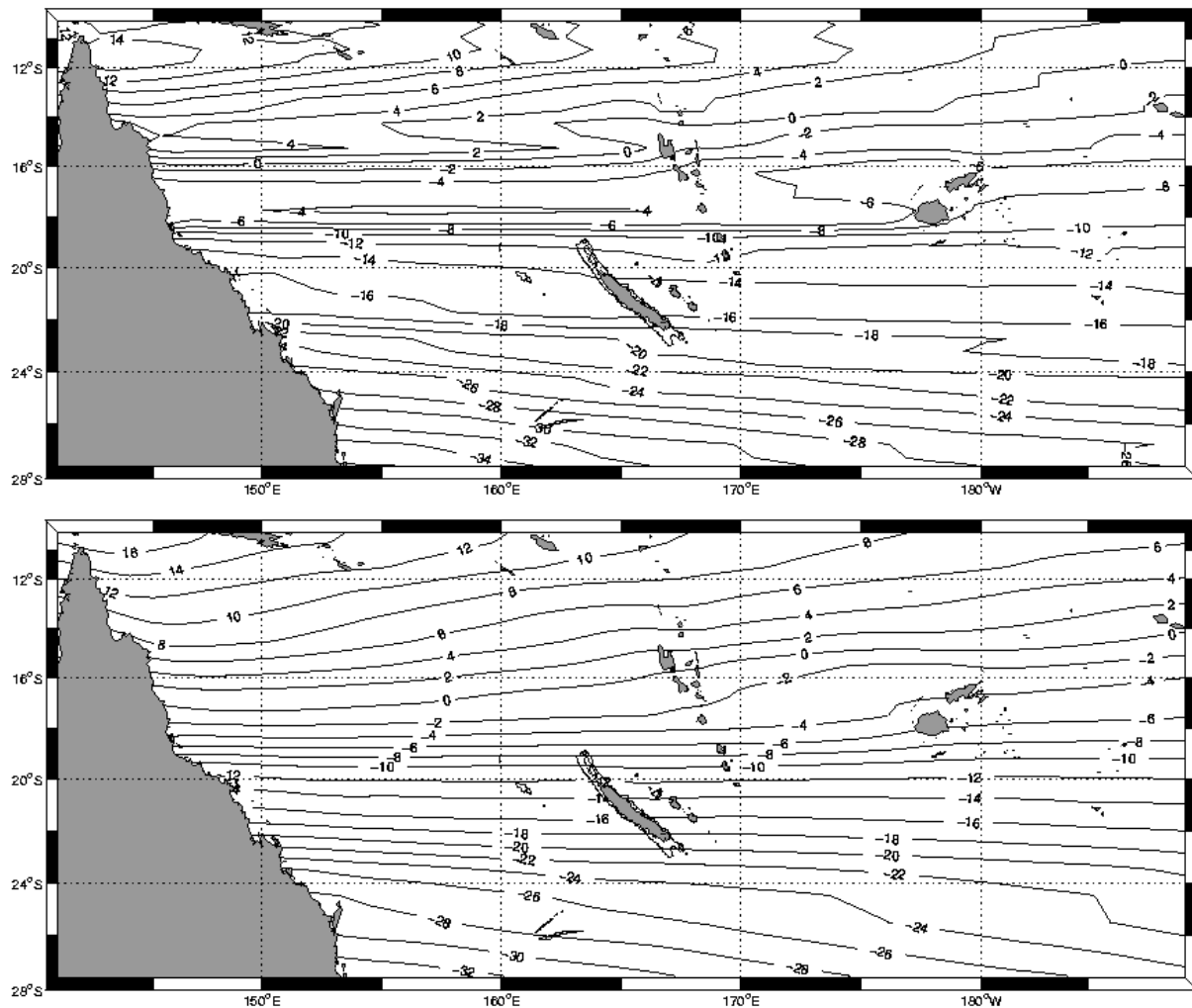


figure VI-4: Fonction de courant barotrope (Sv) réalisé à partir des vents QuikSCAT pour la période 1999-2006 (en haut), ainsi que pour les vents ERS2 (en bas).

## VI.2.2 *Approximations et hypothèses.*

La résolution des données ne nous permettant pas de considérer une géométrie réaliste des îles, certaines approximations se sont imposées. La Nouvelle-Calédonie ayant un trait de côte peu accidenté, sa représentation est quasi réaliste. Néanmoins ce n'est pas la côte qui est représentée mais la barrière de corail, qui est l'obstacle topographique majeur pour la circulation de grande échelle. Cette hypothèse a pour effet de doubler l'extension nord/sud de l'île. Les îles surprises au nord du récif Néo-Calédonien ainsi que les îles Loyauté à l'est de la Nouvelle-Calédonie ont été négligées. Les hypothèses faites sur le Vanuatu peuvent être plus sujettes à discussions. En effet les nombreuses îles composant l'archipel ne pouvant être toutes considérées indépendamment, il a été choisi de les regrouper en deux îles principales :

- Une île Nord composée de Espiritu Santo, Malakula, Maewo, Ambrym et Efate, ainsi

que les îles Pentecôtes et Shepherd (entre Maewo et Ambrym, non identifiées ; figure VI-5).

- Une île Sud composée de Erromango, Tanna (célèbre pour son volcan le Yasur) et Aneityum. Les îles Banks, situé au nord-est de Espiritu Santo n'ont pas été représentées.

Cette hypothèse, bien que pouvant paraître « grossière » semble en fait à la vue de la Bathymétrie (figure VI-5) se justifier assez bien. En effet, le passage entre Efate et Erromango avec 1000m de profondeur sur près d'un demi degré est le plus large et le plus profond de l'archipel Vanuatais. Les simulations à haute résolution présentées plus tard tendent également à valider cette hypothèse. Pour les îles Fidji, une seule île a été représentée, englobant les deux îles principales (Viti Levu et Vanua Levu). La dernière hypothèse majeure de nos calculs, concerne l'Australie, la Papouasie-Nouvelle-Guinée et la Tasmanie, qui après fermetures respectives des détroits de Torres et de Bass ne forment qu'une seule île séparée du continent Asiatique par le Passage Indonésien (Godfrey ,1989 et Wajsowicz, 1993).

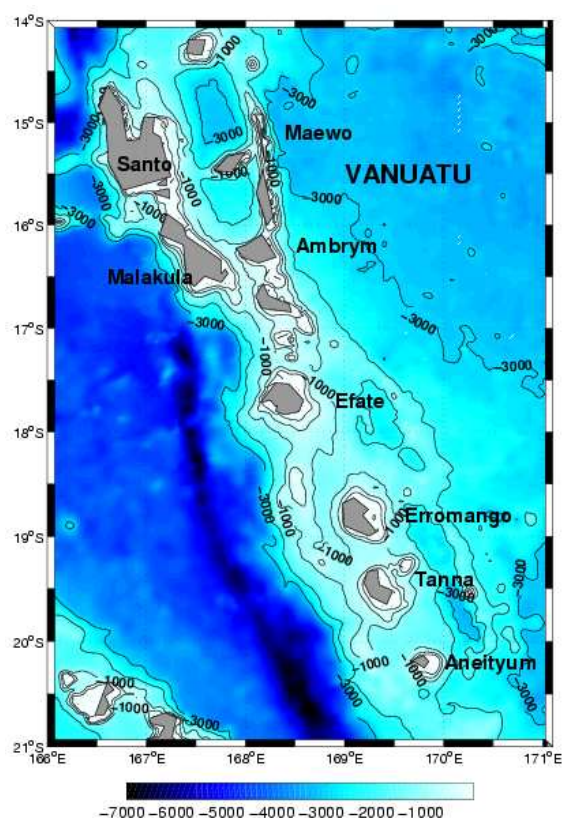


figure VI-5 : Carte Bathymétrique du Vanuatu.

### VI.2.3 Méthode

Pour mettre en place les hypothèses ci-dessus, et afin d'appliquer le masque retenu sur les îles, les valeurs manquantes (valeurs sur les terres) des tensions de vent ont été estimées en interpolant linéairement les valeurs autour du masque avant le calcul du rotationnel (de la tension de vent). Puis le nouveau masque, décrit ci-dessus, a été ajouté. Ce masque, correspondant à celui utilisé pour les simulations au  $1/2^\circ$  a permis une meilleure comparaison avec le modèle (VI.3.6). Les valeurs de la fonction de courant correspondantes aux différentes îles ont ensuite été déterminées par utilisation de la règle de l'île. Pour l'Australie, la Nouvelle-Calédonie, Fidji et le Sud Vanuatu, la règle de l'île simple a été utilisée, alors que pour le nord du Vanuatu, le chevauchement en latitude avec Fidji nous a conduit à utiliser une règle des îles multiples.

La fonction de courant  $\Psi(y) = \int_{Est}^{Ouest} V(x, y) dx$  sur tout le domaine, a été obtenue classiquement en intégrant pour chaque latitude le transport intégré de Sverdrup ( $V = \frac{1}{\rho} curl(\frac{\tau}{\rho})$ , en  $m^2/s$ ) d'est en ouest à partir de la valeur 0 sur la côte ouest Américaine jusqu'à un point de grille à l'est de la première île rencontrée. Puis, depuis la côte ouest de l'île à partir de la valeur obtenue par la règle de l'île jusqu'à l'Australie ou la rencontre d'une autre île.

On notera que cette méthode restreint la largeur des jets et des courants de bord ouest à la largeur d'une maille de la grille. En effet en première approximation, la valeur de la fonction de courant sur l'île est égale à la moyenne méridienne de la fonction de courant à un point de grille à l'est de l'île. Ainsi, les lignes de courant de valeurs supérieures à la valeur sur l'île bifurquent vers le nord et celles inférieures bifurquent vers le sud. Cette réorganisation des lignes de courants se fait sur une maille de la grille. La règle de l'île ne donne donc qu'une indication sur le transport et non sur la largeur des courants. (Ce dernier point est illustré par les courants de bord ouest Australien issus des vents QuikSCAT et ERS2 représentés sur la figure VI-9.) Le masque utilisé ainsi que les tensions de vents QuikSCAT sont présentées figure VI-6.

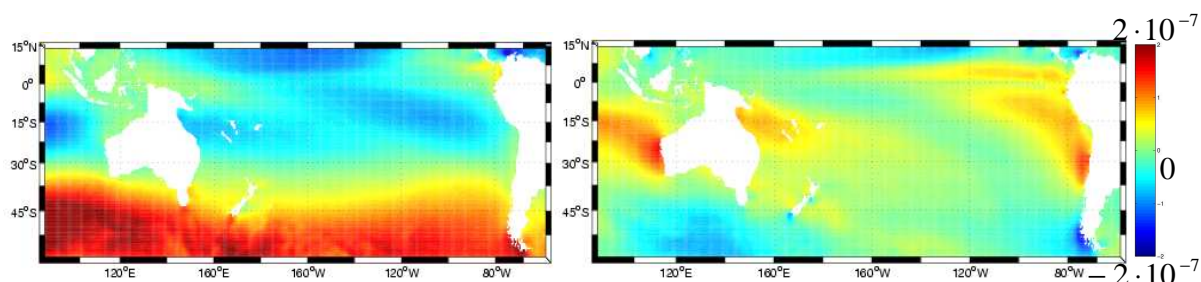


figure VI-6 : Tension de vents QuikSCAT (Saturation des couleurs :  $-2 \cdot 10^{-7}$  (bleu) et  $2 \cdot 10^{-7}$  (rouge)  $\text{N/m}^2$ ). Composante zonale à gauche et méridienne à droite. Le rouge représente les valeurs positives et le bleu les valeurs négatives. Le masque est celui utilisé pour les calculs de règle de l'île (à l'exception de la Nouvelle-Zéland qui n'a pas été prise en compte.).

## VI.3 Circulation de Sverdrup avec règle de l'île

### VI.3.1 Les jets

La fonction de courant barotrope avec les îles est représentée figure VI-7. D'est en ouest, on observe le SEC qui bifurque dans un premier temps sur Fidji, formant les jets nord et sud Fidji. Puis ces jets bifurquent sur le Vanuatu. Le JNF alimente alors le JNV et en partie le passage au travers du Vanuatu (par la suite : VT : Vanuatu Throughflow), alors que le JSF alimente principalement le VT et un faible Jet Sud Vanuatu qui bifurque sur la Nouvelle-Calédonie pour alimenter le JNC. Le JNC, est lui principalement alimenté par le VT. Le JSC semble se former directement par interaction entre la partie sud du SEC et la Nouvelle-Calédonie. Une fois ces jets formés, ils s'écoulent zonalement jusqu'à la côte australienne. Le JSC alimente directement l'EAC et le JNV le NQC. La bifurcation se fait au niveau du JNC qui contribue à auteur de 2 Sv à l'EAC et 8 Sv au NQC. Les valeurs de fonction de courant obtenues sur les îles et amenant à ces résultats sont présentées dans le Tableau VI-1.

L'utilisation de la règle de l'île a mis en évidence la présence de jets zonaux générés par les îles. Les jets les plus marqués sont les jets nord et sud Calédonien, qui comme énoncé ci-dessus ont une largeur égale à la taille de la maille ( $1/2^\circ$ ). Alors que les jets autour de Fidji ainsi que le Jet Nord Vanuatu sont plus diffus. Cet aspect peut être attribuée à un faible effet des îles Fidji sur la circulation. En effet ces îles ont une faible extension méridienne et les lignes de la fonction de courant sont assez espacées à l'est de Fidji ce qui implique que la valeur de la fonction de courant sur Fidji modifie peu la circulation.

Les transports de ces différents jets sont alors estimés à 10 Sv pour le JNC, 4 à 6 Sv pour

le JSC et le JSF. Le JNF pourrait être estimé à 6 Sv mais seulement 2 Sv proviennent de la bifurcation du SEC sur Fidji. Le JNV semble alimenté par le nord et vidangé par le sud, pour un transport zonal moyen de l'ordre de 4 Sv.

La comparaison des solutions avec et sans règle de l'île (respectivement figure VI-7 et figure VI-4) révèle un JSF plus fort dans le cas sans règle de l'île. Il en va de même pour le JNV qui est assez marqué dans le cas classique et beaucoup plus diffus lorsque le Vanuatu est pris en compte. La circulation au nord de Fidji (« NFJ ») se révèle quasiment insensible à la prise en compte des îles Fidji dans le calcul de la fonction de courant.

Ces dernières remarques laissent apparaître deux aspects contradictoires de la règle de l'île. En effet sur la Calédonie les jets nord et sud sont très marqués lorsque que l'on applique la règle de l'île, tandis que sur Fidji et le Vanuatu, alors que le seul effet du vent produit des jets dans la solution classique, la règle de l'île semble compenser cette effet du vent et conduit à des Jets beaucoup plus diffus. Il apparaît donc à partir de ces considérations que pour notre cas d'étude, la règle de l'île a tendance à créer des jets là où l'effet d'île dans le vent est faible (autour de la Nouvelle-Calédonie). Et au contraire, là où l'effet d'île dans le vent est suffisamment fort pour générer des jets dans la solution classique de Sverdrup la règle de l'île aurait plutôt tendance à diminuer leur l'intensité. Cela suggère que le forçage par le vent est marginal devant l'effet de blocage de l'île.

### ***VI.3.2 Les courants de bord ouest***

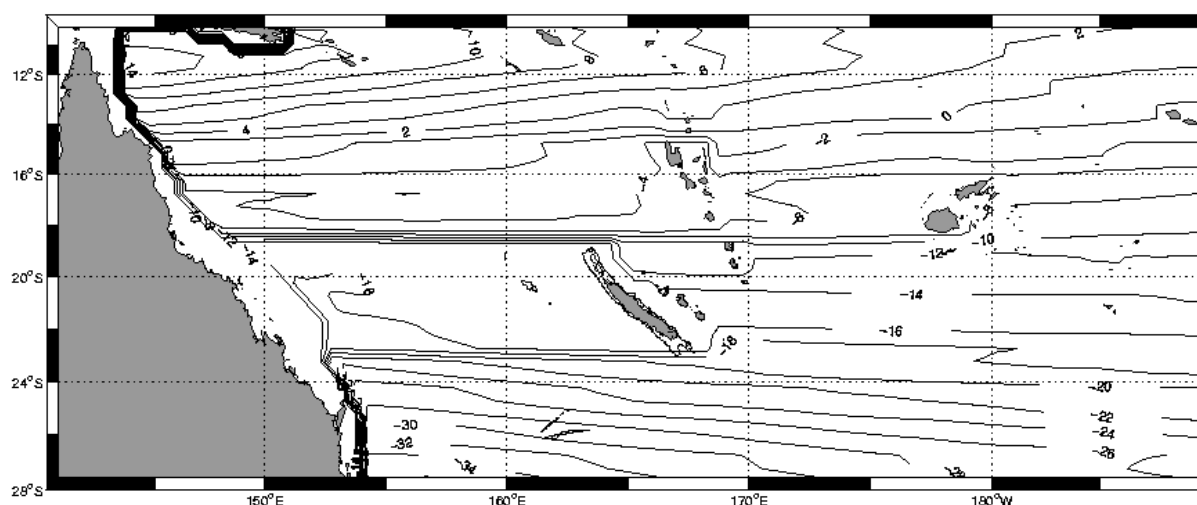
La position de la bifurcation du SEC à 18°S est réaliste, en accord avec la littérature sur le sujet (Wyrki, 1962 ; Scully-Power, 1973 ; Church, 1987 ; Andrew and Clegg, 1989, De Szoeki, 1987 ; Quans Lindstrom, 2002). Le transport de l'EAC est également en accord avec la littérature (mêmes références), en particulier avec les 22.1 +/- 4.6 Sv estimés à 30°S à partir de mouillage durant la campagne WOCE (PCM3) par Mata et Tomczak (2000). Le NQC (26 Sv à 12°S) est lui légèrement plus fort que les précédentes estimations, toutes réalisées à partir de modèles numériques, comme Huang et Liu (1999) (15 Sv à 10°S), Webb (2000) (18 Sv à 12°S). La climatologie CARS (figure VII-3) donne un transport plus faible, de 12 Sv à 12°S et la fonction de courant d'ORCA05 (non montré) 14 Sv.

Des courants de bord ouest sont également identifiables le long des côtes est Néo-Calédonienne et Vanuataise. Un courant vers le nord d'environ 4 Sv longe la partie nord-est du récif Néo-Calédonien. Les îles au nord-est du Vanuatu sont également longées par un

courant de 4 Sv dirigé vers le nord.

**Tableau VI-1: Valeur de la Fonction de courants en Sv obtenues sur les îles par utilisation de la règle de l'île pour QuikSCAT et ERS2.**

	Australie	N-Calédonie	Vanuatu Sud	Vanuatu Nord	Fidji
QuikSCAT	-12.7	-14.7	-11.2	-4.3	-7.2
ERS2	-10.6	-13.7	-8.9	-2.5	-4.6



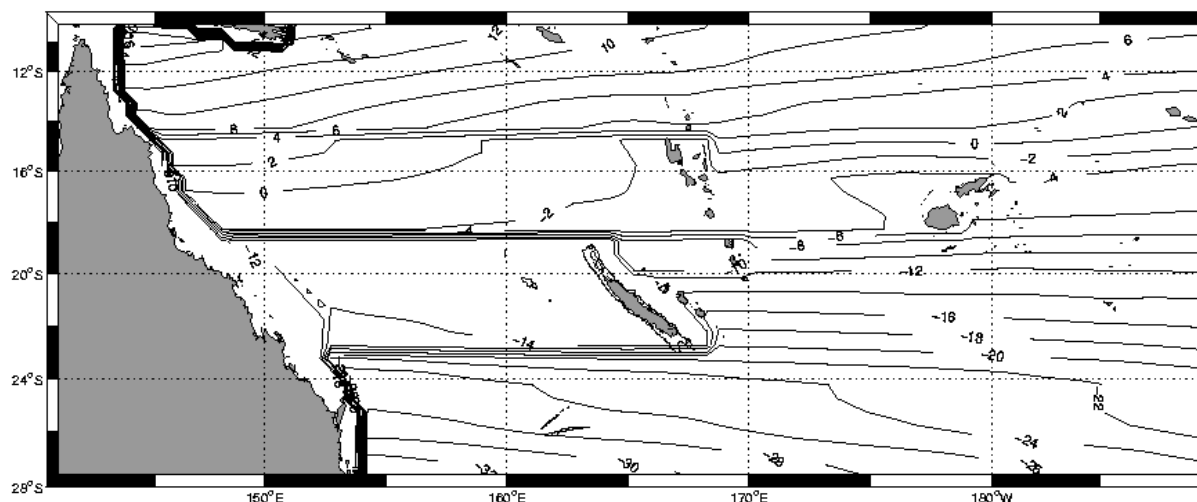
**figure VI-7 : Transport de Sverdrup avec règle de l'île (Vents QuikSCAT 1999-2006).**

### ***VI.3.3 Comparaison QuikSCAT/ERS2 : Estimation de l'erreur.***

Afin de comparer objectivement ces deux jeux de données, le vent ERS2 a été interpolé sur la grille QuikSCAT (figure VI-8). La solution ERS2, bien que similaire dans les grandes lignes, présentes quelques différences notables avec la solution QuikSCAT. Le SEC à la frontière est du domaine est plus étroit et légèrement plus fort (30 Sv), ce qui se traduit par des jets plus forts, 10 Sv pour le JSC, 12 pour le JNC. Le Jet Sud Fidji voit également son transport passer de 4 à 6 Sv. Les jets Nord Vanuatu et Nord Fidji restent peu marqués. Les courants de bord ouest Australiens sont estimés à 22 Sv pour le EAC et 24 Sv pour le NQC. Les valeurs de fonction de courant sur les îles sont présentées dans le Tableau VI-1, elles permettent de déterminer une erreur de 2 Sv sur les valeurs obtenues avec QuikSCAT correspondant à l'erreur moyenne due au vent. L'erreur sur le transport des jets qui en découle est également estimée à 2 Sv en moyenne (tableau VII-2).

**Tableau VI-2: Transport des jets estimé à partir des vents QuikSCAT et ERS2.**

	JNC	JSC	JNV	JNF	JSF	EAC/NQC	SEC
QuikSCAT	10Sv	6Sv	4sv	4Sv	4Sv	20Sv/24Sv	28Sv
ERS2	12Sv	10Sv	4Sv	6Sv	6Sv	20Sv/24Sv	30Sv
Différence	2	4	0	2	2	0/0	2



**figure VI-8 : Fonction de courant barotrope avec règle de l'île pour les vents ERS2 (sur la grille QuikSCAT)**

### ***VI.3.4 Influence des îles sur les courants de bord ouest Australien.***

Dans le but d'évaluer l'influence des îles sur la position de la bifurcation sur la côte est Australienne, la circulation avec règle de l'île (figure VI-7 et figure VI-8) a été comparée à la circulation de Sverdrup sans règle de l'île à l'exception de l'Australie pour les données QuikSCAT et ERS2 (figure VI-9). Ainsi, nous avons pu noter un déplacement vers le nord de la bifurcation de l'ordre de 1°, lié principalement à l'extension du récif Néo-Calédonien. Bien que la force des courants de bord soit normalement dépendante de la position de la bifurcation (Qu et Lindstrom, 2002), la règle de l'île ne permet pas de représenter cette modification du transport, car bien que la bifurcation se déplace vers le nord, la valeur de la fonction de courant sur le bord est australien n'est que très peu influencé par les îles. La valeur de la fonction de courant varie de -12.6 à -12.7 Sv et de -10.9 à -10.6 respectivement pour QuikSCAT et ERS2 lorsque les îles du Pacifique Sud-Ouest sont incluses dans le calcul ou pas. Quelque soit sa position, la bifurcation s'effectue autour des mêmes valeurs de la



fonction de courant, entre les isocontours -12 et -14 pour QuikSCAT et -10 et -12 pour ERS2. L'effet des îles sur les courants de bord ouest est de 0.3 à 0.1 Sv. L'influence du changement de la latitude sur les courant de bord ouest est donc négligeable.

De plus, cette différence sur la fonction de courant est un artifice lié à la méthode de calcul. En effet, comme nous l'avons vu précédemment (Chapitre VI), la fonction de courant sur la côte est australienne est égale à la moyenne méridienne de la fonction de courant à l'est de l'Australie à laquelle on retranche la circulation de la tension de vent autour de l'Australie. En effectuant le calcul de cette manière, la modification des valeurs des lignes de courant le long de la côte Est Australienne modifie légèrement la valeur moyenne. Mais si l'on considère désormais la formulation de base de la règle de l'île :

$$T_0 = \oint_{QRSTQ} \frac{\tau(l)}{\rho_0(f_T - f_Q)} dl$$

$T_0$  ne dépend aucunement de l'effet des îles à l'intérieur du domaine mais de la circulation de la tension de vent le long du contour fermé QRSTQ. Où Q est le point sud de l'Australie, R est à la même latitude sur la côte ouest américaine, S est également sur la côte Américaine à la latitude T qui correspond au nord de l'Australie. La fermeture du contour (TQ) se fait par la côte ouest australienne. Si l'on considère le théorème de Stokes, on peut alors exprimer  $T_0$  comme le flux du rotationnel de la tension de vent à travers le bassin additionné à la circulation de la tension de vent autour de l'Australie. Encore une fois dans cette nouvelle expression, seul le vent est pris en compte. C'est donc l'approximation conduisant à écrire  $(f_N - f_S) = \beta y$  (où  $f_N$  et  $f_S$  représente les paramètres de Coriolis au nord et au sud de l'Australie et  $y$  l'extension méridienne de l'Australie) et l'introduction du transport de Sverdrup qui en découle ( $V = \frac{1}{\beta} \text{curl}(\frac{\tau}{\rho})$ ) qui amène ce changement de valeur de la fonction de courant si on considère ou non les îles (le détail du calcul sur de la règle de l'île est présenté section VI.1.1).

Il apparaît donc raisonnable de conclure sur le déplacement effectif de la bifurcation, mais la règle de l'île ne permet pas d'estimer la modification de transport des courants de bord ouest associés aux déplacements de cette bifurcation.

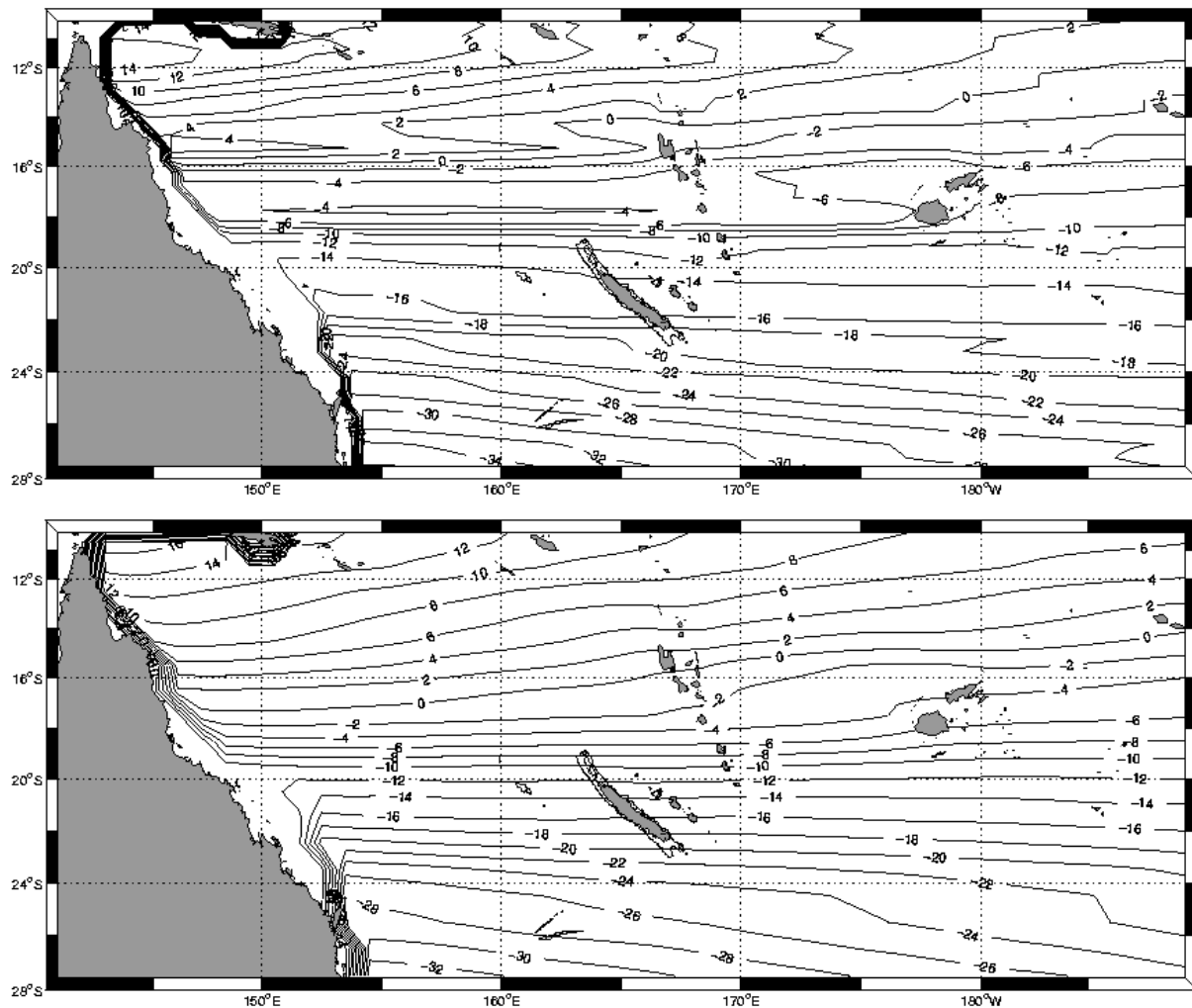


figure VI-9 : Fonction de courant barotrope, seule l'Australie est prise en compte. ERS2 en haut et QuikSCAT en bas.

### *VI.3.5 Considération sur l'Australie et le passage indonésien.*

Dans la théorie de Sverdrup, la bifurcation est censée se produire au niveau de la valeur zéro de la fonction de courant. La bifurcation devrait alors avoir lieu autour de 16S. Or, l'utilisation de la règle de l'île amène un déplacement vers le Sud de la bifurcation. Le déplacement ainsi noté par Qu and Lindstrom (2002) et Godfrey (1989) est de  $3.5^\circ$ , de 16 à  $19.5^\circ$ S. Cependant, appliquer la règle de l'île sur l'Australie et la Papouasie-Nouvelle-Guinée revient en fait à considérer le Passage indonésien. Alors que les îles n'ont que peu d'effets sur la position de la bifurcation ( $1^\circ$ ) et le transport des courants de bord ouest Australien, la prise en compte du passage Indonésien a une influence capitale tant sur la position de la bifurcation que sur le transport des courants de bord ouest. En effet si l'Australie est raccordé au continent asiatique, alors la valeur de la fonction de courant est 0 et la bifurcation se

produit vers 16°S, augmentant le transport de l'EAC de 20 à 34 Sv et diminuant celui du NQC de 24 à 10 Sv.

En fait, la valeur  $T_0$  du transport entre l'Australie et l'Amérique obtenue par l'utilisation de la « Règle de l'île » correspond au transport des eaux du Pacifique Sud vers le nord. Afin que le Pacifique Nord conserve son volume, ce transport doit nécessairement être évacué. Or outre le détroit de Bering, avec un transport négligeable estimé à 0.65Sv (Clement et al., 2005), le seul passage possible est le passage Indonésien. On peut donc estimer que le transport dans le passage Indonésien est égal à  $T_0$  Sv.

### ***VI.3.6 Comparaisons avec ROMS : Validation Croisée***

#### ***VI.3.6.1 La circulation de Sverdrup vue par ROMS***

Dans cette section, la solution de Sverdrup avec Règle de l'île est comparée à une simulation linéaire à fond plat réalisée avec le modèle numérique. Cette comparaison nous permet à la fois de valider la dynamique du modèle sur la dynamique de Sverdrup, mais également, notre calcul de la règle de l'île.

Le choix de la résolution a été fait dans le but de conserver la résolution du vent (Produit grillé QuikSCAT au  $\frac{1}{2}^\circ$ ) ainsi qu'un masque au plus proche de la solution analytique. Dans le modèle, les vitesses verticales intégrées sont dérivées de la fonction de courant barotrope du modèle ORCA05 et les vitesses barotropes recalculées pour un fond de 3000m.

Dans la solution du modèle numérique (figure VI-10), nous reconnaissons les principales caractéristiques de la solution analytique de Sverdrup (figure VI-4). Le JNC et le JSC sont bien formés avec un transport respectif de 11 et 7 Sv, ce qui est proche de la solution analytique (2 Sv de plus pour le JSC). Le JNV est très diffus et son transport est difficile à estimer (4 à 6 Sv). Le JSF est également comparable avec 4 Sv et la présence du JNF à l'image de la solution analytique n'est pas avérée. La latitude de la bifurcation se situe à 18°S, ce qui correspond à la solution de Sverdrup. Il s'en suit un transport de 18 Sv pour le NQC et 20 Sv pour l'EAC, ce qui est en accord parfait pour l'EAC, mais 6 Sv plus faible pour le NQC. Si nous regardons le transport entrant dans le domaine à l'est (185°E), il est de 30 Sv dans la solution de Sverdrup et de 25 Sv dans le modèle. Au nord par contre ces transports sont identiques (9 Sv). On a également une légère différence à la frontière sud avec

4 Sv dans le modèle et 5 dans Sverdrup. On retrouve donc les 6 Sv de différence du NQC à 10°S. Le bon accord entre le modèle est la solution analytique valide également le choix du forçage aux frontières (ORCA05) pour la suite. Dans un même temps, cette comparaison est une validation croisée, confirmant l'adéquation de notre calcul de la fonction de courant barotrope de Sverdrup avec la règle de l'île.

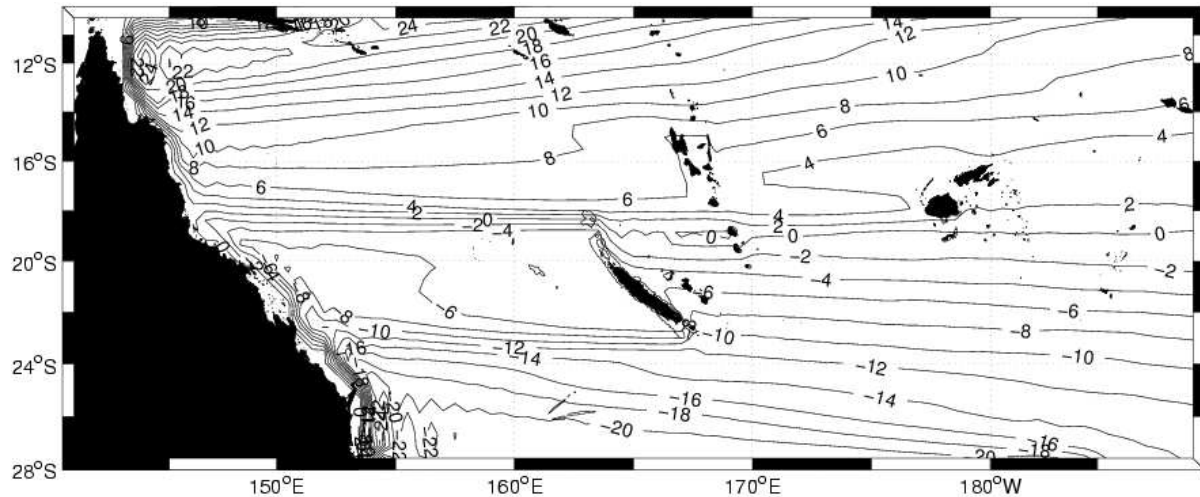


figure VI-10 : Fonction de courant barotrope : ROMS fond plat linéaire au  $\frac{1}{2}^\circ$ .

### VI.3.6.2 Effet d'îles et Bifurcation.

L'inclusion de la règle de l'île dans la circulation de Sverdrup nous a permis de mettre en évidence un déplacement vers le nord de la bifurcation de l'ordre de  $1^\circ$ , sans influence sur le transport des courants de bord est australien. Il est donc intéressant à ce stade de le vérifier dans la simulation numérique. La figure VI-11 représente la circulation barotrope moyenne obtenue avec ROMS dans la configuration précédente, mais sans les îles. A la différence de la solution de Sverdrup la bifurcation reste proche de 18 S, les courants de bord ouest restant par conséquent inchangé par rapport à la simulation avec île. Cela confirme la faible influence des îles sur le transport des courants de bord ouest.

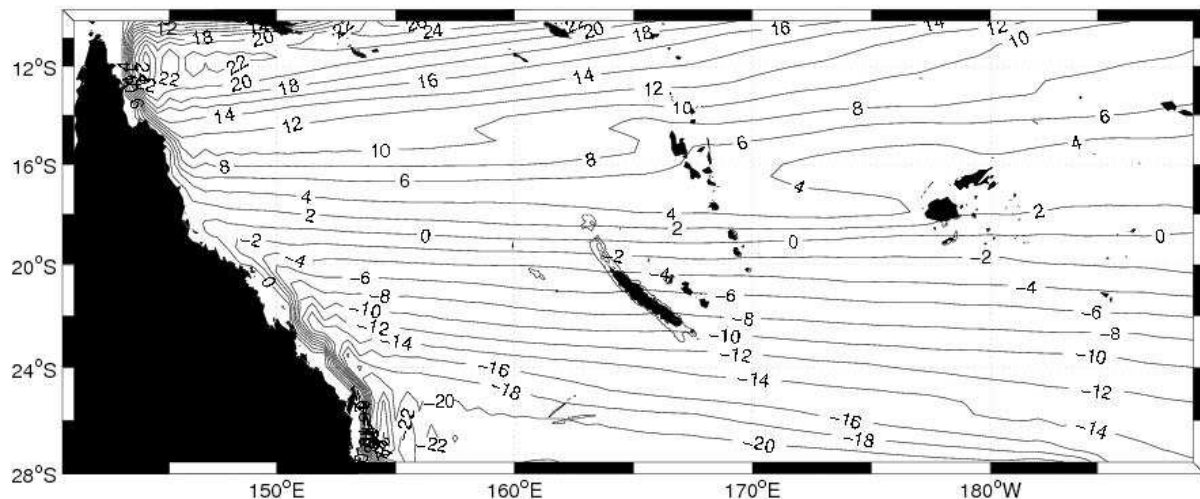


figure VI-11 : Fonction de courant barotrope obtenu avec ROMS dans sa configuration « fond plat/Linéaire » et en absence des îles ( $1/2^\circ$ ).

## VI.4 Conclusion sur la règle de l'île.

La règle de l'île nous a permis simplement en utilisant la tension de vent moyenne sur le Pacifique Sud d'obtenir une image plus réaliste de la circulation barotrope dans le Pacifique Sud-Ouest en incluant la présence des jets et des courants de bord ouest dans la fonction de courant barotrope. Les deux principaux jets identifiés sont les Jets Nord et Sud Calédonien. Les Jets Nord Vanuatu et Nord Fidji sont eux très diffus et difficilement identifiables. La position de la bifurcation du SEC à  $18^\circ\text{S}$  est réaliste, ainsi que le transport de l'EAC. Le NQC ( $26\text{Sv}$  à  $12^\circ\text{S}$ ) est lui légèrement plus fort que les estimations réalisées à partir de modèles numériques (NCEP, OCCAM, ORCA05, ROMS) ou de climatologie (CARS).

La comparaison des résultats obtenus avec QuikSCAT et ERS2 confirme la robustesse de la circulation induite par les îles et nous a également permis d'évaluer l'erreur due au choix du vent dans nos calculs ( $2\text{ Sv}$  sur les valeurs de fonction de courant sur les îles et sur le transport des Jets et des courants de bord ouest).

Bien que ce point ne soit pas développé, on observe un fort effet d'île sur l'atmosphère se traduisant par la présence de dipôles de rotationnel de tension de vent sur Fiji et le Vanuatu. L'absence d'un tel dipôle sur la Calédonie tient sans doute au fait que la Nouvelle-Calédonie soit parallèle à la direction principale du vent (sud-est). Ces dipôles bien que présents dans les vents ERS2 sont beaucoup plus marqués dans les vents QuikSCAT. Dans la circulation de Sverdrup déduite des vents QuikSCAT, on observe des structures zonales s'apparentant aux jets donnés par l'application de la règle de l'île, ainsi que des contre-courants et

recirculations dans le sillage des îles. Alors que la circulation déduite des vents ERS2 est beaucoup plus lisse et ne présente aucune structure de type jet ni de recirculation. Sans approfondir nos recherches dans cette direction, il est tentant de conclure que ces structures zonales observées dans la circulation de Sverdrup sans règle de l'île sont liées à l'effet des îles dans l'atmosphère, détectable par QuikSCAT mais non par ERS2. Les structures en « V couchés » dans le sillage de Santo font d'ailleurs grandement penser à la structure du « Hawaiian lee counter current » observée dans le sillage des îles Hawaïi et qui est due à l'effet des îles sur l'atmosphère (White and Walker 1985 ; Xie et al, 2001 ; Sasaki and Nonaka, 2006). Toutefois les vents utilisés sont au  $1/2^\circ$ , et le sillage atmosphérique des îles est sans doute encore largement sous estimé. L'utilisation de vent à plus haute résolution, renforcerait sans doute l'intensité du dipôle ainsi que le contre courant associé qui en retour diminuerait la force des jets.

Un aspect surprenant de la règle de l'île est d'ailleurs de supprimer ce contre-courant. En effet sur la figure VI-7, les structures en « V couchés » de la figure VI-4 ont disparu dans le sillage de Santo et se sont amoindries dans le sillage de Fidji. Cela s'explique simplement par la superposition du courant d'est généré par le dipôle de rotationnel du vent et de l'écoulement vers l'ouest associé aux jets (Qiu et Durland, 2002). D'un point de vue physique, cela laisse supposer que l'effet de blocage des îles sur les courants grande échelle prend le dessus sur le forçage local du vent. Cela semble en accord avec ce que nous montrerons dans les chapitres suivant.

La comparaison de la solution de Sverdrup avec et sans Règle de l'île avec le modèle dans une configuration équivalente, d'une part valide la dynamique du modèle, et d'autre part confirme la validité de notre calcul de la circulation de Sverdrup avec Règle de l'île



## ***Chapitre VII : Simulation ROMS au 1/12°***

Au cours de ce chapitre, nous allons décrire et discuter la solution numérique la plus aboutie, à savoir celle au 1/12°. Ces résultats font l'objet d'un article (Couvelard et al., 2007) soumis au *Journal of Physical Oceanography* joint en Annexe. La configuration de cette expérience est décrite dans la section IV.1.4. Cette solution est le résultat des nombreuses expériences numériques de sensibilité qui ont été menées et dont certaines sont explicitées dans le chapitre suivant. Nous verrons comment notre solution barotrope « réaliste » s'écarte de la solution de Sverdrup avec notamment une translation de la circulation vers le nord et des effets de rectification créant des recirculations et des contres courants. Il n'existe pas vraiment de moyens pour valider la circulation barotrope que nous allons détailler dans ce chapitre. Nous allons comparer notre solution à celle du modèle global OCCAM au 1/12° et la confronter aux données in situ de l'expérience glider qui fournissent une estimation des transports absolus dans les 600 premiers mètres du flux entrant en mer de Corail (voir I.3.6 pour une description de cette expérience). L'analyse de la fonction de courant barotrope sera présentée à l'aide d'un bilan de vortacité. A partir de ce dernier, nous mettrons en évidence et discuterons de la prédominance des effets de stretching topographique, de baroclinicité (JEBAR : Join Effect of Baroclinicity and Relief) et de l'advection non-linéaire dans la circulation du Pacifique Sud-Ouest. Nous verrons que l'idée couramment admise de la compensation de l'effet du stretching topographique par l'effet JEBAR est loin d'être valide partout.

### ***VII.1 Détermination des caractéristiques des jets***

Dans la description des jets faite Chapitre II, nous avons vu qu'il n'y a pas de définition exacte, tout du moins mathématique, des jets. Aussi, il nous faut trouver un critère les définissant. Les jets qui caractérisent la circulation dans notre domaine sont principalement zonaux, nous avons donc choisi un critère tel que le transport zonal associé à un jet correspond à un maximum local. Tout d'abord, le transport zonal par unité de largeur ( $\text{m}^2/\text{s}$ ) est obtenu en dérivant, selon la direction méridienne, la fonction de courant barotrope sur



l'ensemble du bassin. Dans les zones entourant les jets, nous définissons la latitude d'un jet là où le transport zonal par unité de largeur est maximal. L'extension méridienne du jet est définie par un gradient méridien de transport de l'ordre de 70% de ce transport maximum. Une fois les latitudes correspondant à l'extension méridienne du jet déterminées, le transport total du jet est estimé par la différence des valeurs de la fonction de courant à ces latitudes. D'autres critères ont été envisagés, comme la localisation sur une section méridienne des extremums locaux de la fonction de courant à l'aide de la dérivée seconde, mais ce simple critère de 70% du transport maximum semble suffisant pour caractériser de manière satisfaisante les jets. Il se peut néanmoins que cette méthode sur-estime ou sous-estime la largeur et le transport que l'on voudrait associer à certains jets. Toutefois, pour rester cohérent, toutes les caractéristiques des jets énoncées ultérieurement ont été déterminées par cette méthode. Les transports sont définis à des longitudes caractéristiques de la position de chaque jet. Ainsi Le JNF et le JSF sont estimés à 173°E, le JNV et le JNC à 158°E et le JSC à 162°E, ce qui correspond à des positions où ces jets sont pleinement développés. Les vitesses barotropes caractéristiques des jets présentées dans les tableaux correspondent au transport total associé aux jets divisés par la profondeur océanique moyenne sous jacente.

## ***VII.2 Circulation barotrope dans le Pacifique Sud-Ouest***

### ***VII.2.1 Description***

La fonction de courant barotrope de la simulation « réaliste » au 1/12° est présentée sur la figure VII-1. Elle correspond à une solution où les effets topographiques et les non-linéarités sont largement pris en compte, ce qui n'est pas le cas dans la solution du modèle de type « Sverdrup/island Rule » décrite dans le Chapitre VI. Les différences sont importantes entre les deux fonctions de courant. Regardant notre solution « réaliste », on observe un déplacement général vers le nord de la circulation, favorisant l'écoulement vers le nord des courants de bord ouest le long des îles. Il s'ensuit une prépondérance des jets nord (JNC, JNV, JNF) au détriment des jets sud (JSC, JSF). Une autre observation est l'apparition de cellules de recirculation dans le sillage des îles. Ces cellules forment alors des contres-courants pouvant s'apparenter à des jets vers l'est.

Nous allons refaire le parcours du Courant Equatorial Sud (SEC) arrivant à l'est de notre domaine (cf

figure I-1 pour la bathymétrie du domaine). Avant de rencontrer les structures topographiques du Pacifique Sud-Ouest décrites dans le Chapitre I, le SEC correspond à un large flux d'ouest caractéristique de la partie nord de la gyre subtropical. Sous l'influence de la ride des Tonga, le SEC se trouve dévié vers le nord. La bifurcation sur Fidji favorise alors nettement le JNF au détriment du JSF, avec un courant de bord d'environ 8 Sv vers le nord contre seulement 2 Sv vers le sud. A l'ouest des Fidji, le transport du JNF est de l'ordre de 18 Sv et celui du JSF est de l'ordre de 9 Sv. Une bonne part de l'intensité du JSF semble associée à des recirculations dans le sillage de Fidji. Continuant sa course, la majeure partie du JNF vient bifurquer sur la côte Vanuataise. Il s'ensuit le long de la côte est Vanuataise un fort courant de bord ouest vers le nord et un plus faible vers le sud. Le courant vers le nord se détache de l'extrémité nord du Vanuatu pour former le JNV qui s'étend jusqu'à la côte Australienne. Le courant vers le sud alimente alors, comme dans la solution de Sverdrup, le VT (Vanuatu Throughflow). Le JSF passant sous le Vanuatu bifurque le long de la ride des Loyautés, une petite partie se dirige vers le sud et est à l'origine du JSC, le reste se dirige vers le nord. Le long de la Nouvelle-Calédonie, on observe un faible courant vers le sud connu comme le Courant de Vauban (Hénin et al., 1984) qui se retrouve dans le JSC. Le courant le plus important remonte vers le nord et vient alimenter le JNC. Le JNC est sans contexte le jet le plus intense (16 Sv). Il est alimenté à la fois par le JSF, le VT et une contribution du JNV via des cellules de recirculation dans le sillage du Vanuatu. A l'opposé, le JSC est particulièrement faible (5 Sv) et a tendance à faire des méandres en se propageant vers l'ouest. Il semble que sous l'influence de la ride de Lord Howe il soit également dévié vers le nord. A l'ouest de la Nouvelle-calédonie, le JNV et le JNC s'étendent jusqu'à la côte australienne où ils viennent alimenter les courants de bord ouest australien. Ils sont nettement plus forts que dans la solution de Sverdrup, avec des transports respectifs de 14 Sv et 16 Sv contre 5 Sv et 10 Sv dans la solution de Sverdrup. La latitude de la bifurcation se trouve aux environs de 18°S au niveau du plateau du Queensland en accord avec la littérature (e.g. Chapitre I).

Dans la solution du modèle, des dipôles de recirculations, cycloniques au sud et anti-cycloniques au nord, apparaissent nettement dans le sillage des îles Fidji et du Vanuatu. Ils sont associés à un contre-courant dirigé vers l'est. Ces contre-courants rappellent ceux observés dans le sillage des îles Hawaïi (cf II.3 sur les îles Hawaïi). Bien que cet aspect de la circulation puisse être expliqué par la théorie linéaire du Sverdrup (Qu et Durland 2002), nous montrerons dans la suite que les contre-courants sont essentiellement pilotés par la dynamique non-linéaire en lien avec les effets de rectifications et contribuent significativement à l'augmentation du transport des jets. Si les recirculations sont présentes dans le sillage de chaque île, leurs caractéristiques diffèrent. Dans le sillage de Fidji, la partie nord de la

recirculation est plus faible que la partie sud. Le dipôle dans le sillage du Vanuatu est plus symétrique et induit un contre courant de près de 10 Sv à son maximum (Près de la côte ouest Vanuataise). Dans le cas des îles Fidji et du Vanuatu, l'extension zonale des cellules de recirculation peuvent s'étendre loin dans le sillage des îles. Le cas de la Nouvelle-Calédonie semble différent. On observe dans le sillage de l'île de faibles recirculations contraintes le long de la côte Calédonienne. Cette caractéristique peut être reliée aux effets topographiques des pentes à l'ouest de la Nouvelle-calédonie avec le plateau des Chesterfield et la ride de Lord Howe (Voir

figure I-1). L'absence d'un JSC prononcé, la taille de l'île ainsi que la circulation dans la région associée au STCC (voir I.3) sont autant d'éléments à même d'expliquer le comportement singulier à l'ouest de la Nouvelle Calédonie qui va être décrit en section VII.2.4.2.

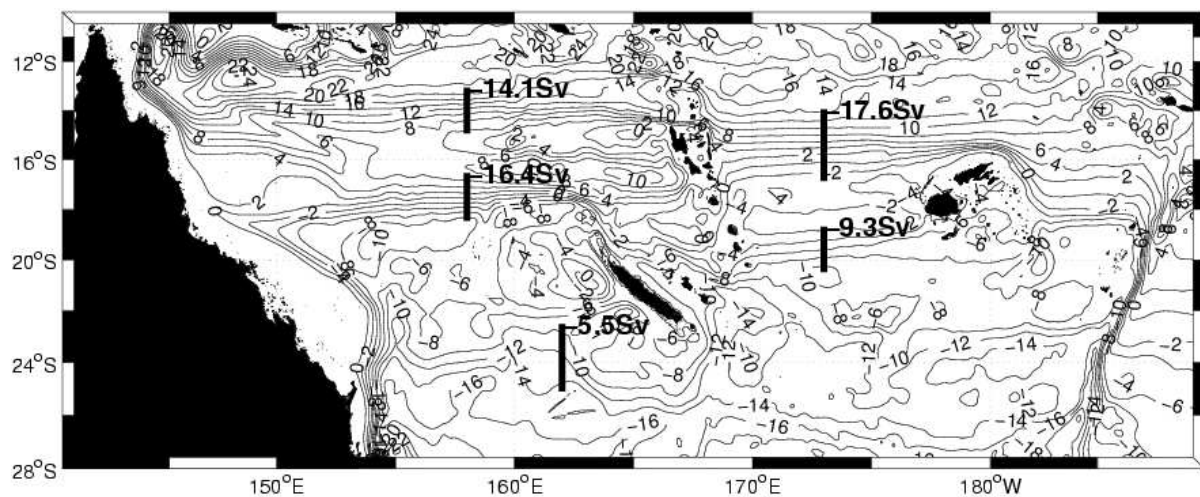


figure VII-1 : Fonction de Courant barotrope obtenu pour ROMS au 1/12°

## VII.2.2 Comparaison avec un modèle globale haute résolution.

Il existe actuellement plusieurs simulations globales à haute résolution. Il semble logique de confronter notre solution « régionale » aux solutions globales disponibles. La plus haute résolution existante actuellement est celle du modèle OCCAM au 1/12° (Lee et al, 2007), résolution identique à celle de notre modèle. Cette simulation, réalisée avec une grille verticale de 66 niveaux pour la période 1988-1993, est téléchargeable via le net (<http://www.noc.soton.ac.uk/JRD/OCCAM/EMODS/select.php>; voir Coward et de Cuevas

(2005) pour une description détaillé d'OCCAM). La grosse différence entre ces 2 modèles est la coordonnée verticale, en « Z » pour OCCAM et en « sigma » pour ROMS. Cela signifie que la prise en compte des effets topographiques est assez différente entre les deux modèles même si, à haute résolution, ces différentes solutions doivent converger. Aussi, faire tourner un modèle global à cette résolution est un défi suffisamment grand pour que ce genre de simulation n'ait pas pour mission de décrire au mieux la circulation du Pacifique Sud-Ouest.

La fonction de courant correspondant à la solution barotrope moyenne du modèle OCCAM est présentée figure VII-2. La comparaison avec la fonction de courant de ROMS (figure VII-1) montre au prime abord des solutions très similaires. Nous retrouvons l'effet de la ride des Tonga et une prépondérance des bifurcations vers le nord au niveau des Fidji et du Vanuatu, ainsi que les structures zonales caractéristiques des jets. La latitude de la bifurcation sur la côte Australienne est à la même position dans les deux solutions. Néanmoins, dans OCCAM, au niveau de la ride des Tonga on observe à 23°S un flux vers l'ouest qui vient bifurquer vers le sud au niveau de la ride des Loyautés. On y trouve également un JNV plus fort que dans ROMS, au détriment du JNC dont le transport est à peine de 10 Sv.

La plus importante différence entre ROMS et OCCAM provient des cellules de recirculations dans le sillage des îles. Dans OCCAM, les recirculations sont présentes également dans le sillage des îles Fidji et du Vanuatu, toutefois la force des cellules est significativement plus faible. Dans le sillage de la Nouvelle Calédonie, OCCAM ne présente aucune recirculation. OCCAM présente donc une solution plus lisse que celle de ROMS qui peut s'expliquer par les schémas différents d'advection, de diffusion ou d'avancement temporelle du modèle. Néanmoins, la majeure partie des différences s'explique sans doute par la représentation de la bathymétrie dans les deux systèmes de coordonnées. Dans ROMS, même si la bathymétrie est dégradée par le lissage, la représentation de son interaction avec l'écoulement est probablement meilleure. En revanche, il a fallu tester les paramètres de lissage pour minimiser les erreurs dues à la coordonnée sigma tout en préservant le plus de réalisme possible.

Cette comparaison entre deux modèles nous conforte pour proposer une analyse de la simulation ROMS pertinente pour notre compréhension de la circulation dans le Pacifique Sud-Ouest. Toutefois, avant cela nous allons comparer notre solution aux données haute résolution obtenues à l'aide du glider pour la circulation intégrée de 0 à 600m.

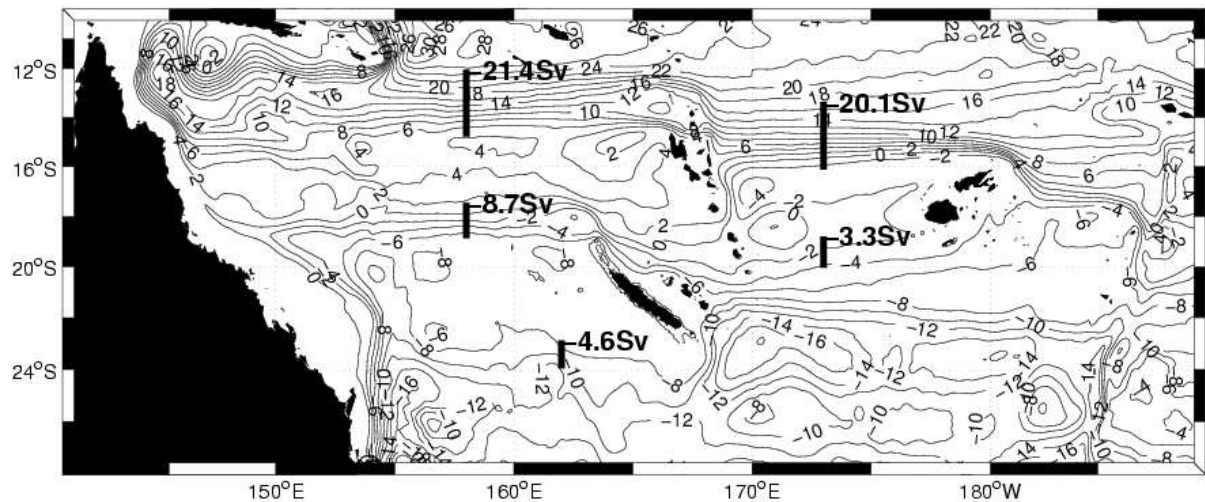


figure VII-2 : Fonction de courant barotrope OCCAM.

## VII.2.3 Confrontation aux observations in situ

### VII.2.3.1 La climatologie CARS

Tout d'abord, nous allons comparer la structure grande échelle de notre solution à la circulation barotrope calculée à partir de la climatologie CARS (Dunn et Ridgway., 2002). La fonction de courant barotrope (figure VII-3) a été calculée à partir des vitesses géostrophiques relatives à 2000m intégrées verticalement sur cette même profondeur. Cette comparaison ne peut être que très qualitative, néanmoins il est intéressant de noter que le SEC se retrouve concentré dans la moitié nord du domaine, comme c'est le cas dans notre solution. Une autre caractéristique intéressante est la présence de la gyre au Sud de la Nouvelle-Calédonie que l'on retrouve dans notre solution mais qui est absente dans la solution du modèle OCCAM. Ce qui nous conforte dans la qualité de notre solution.

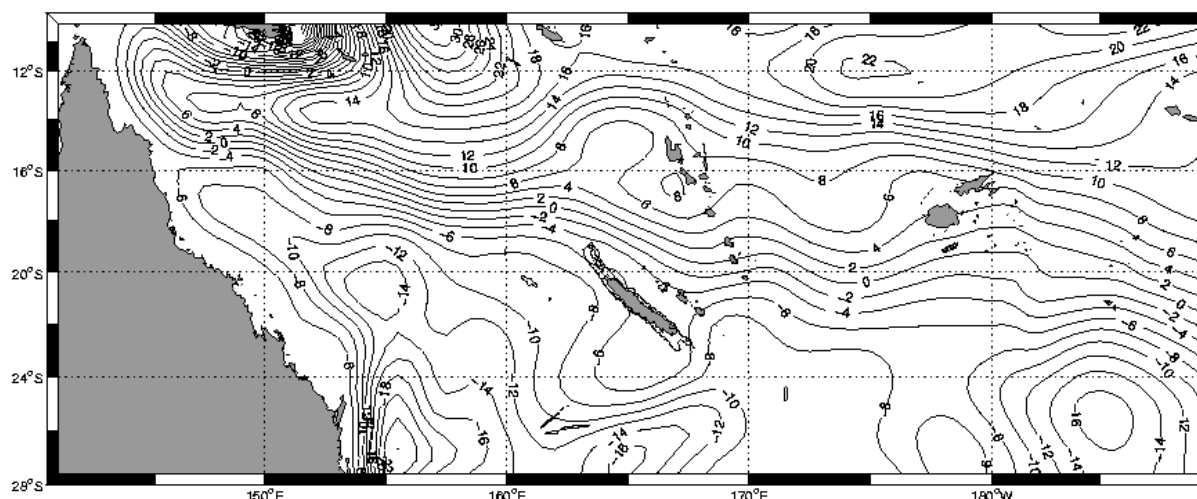


figure VII-3 : fonction de courant barotrope réalisée à partir de la climatologie CARS.

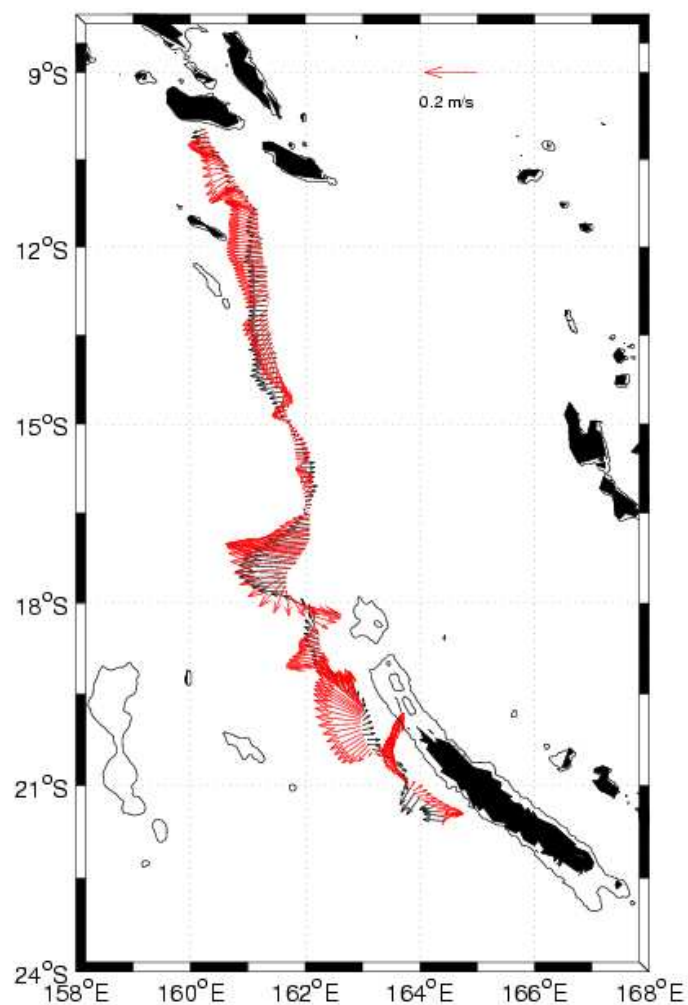
### VII.2.3.2 *Le Glider*

Comme il est assez difficile d'aller plus loin à partir de cette climatologie, nous allons profiter ici des efforts faits au sein de l'équipe à Nouméa en terme d'observation in situ. Les données du planeur sous marin déployé lors de la campagne Secalis 3 (juillet 2005) à laquelle j'ai participé vont être utilisées. Il a échantillonné le flux entrant en mer de Corail entre Guadalcanal et la Nouvelle-Calédonie et a permis d'acquérir les premières observations directes des Jets Nord Calédonien et Nord Vanuatu (voir la description en I.3.6). Dans ce contexte, nous comparons notre simulation « climatologique » à des observations qui correspondent à un état de l'océan à un temps donné. L'intérêt est que l'échantillonnage spatial des observations utilisées ci-dessous est compatible avec la résolution du modèle. L'objectif étant de voir comment les structures modélisées se retrouvent dans les observations.

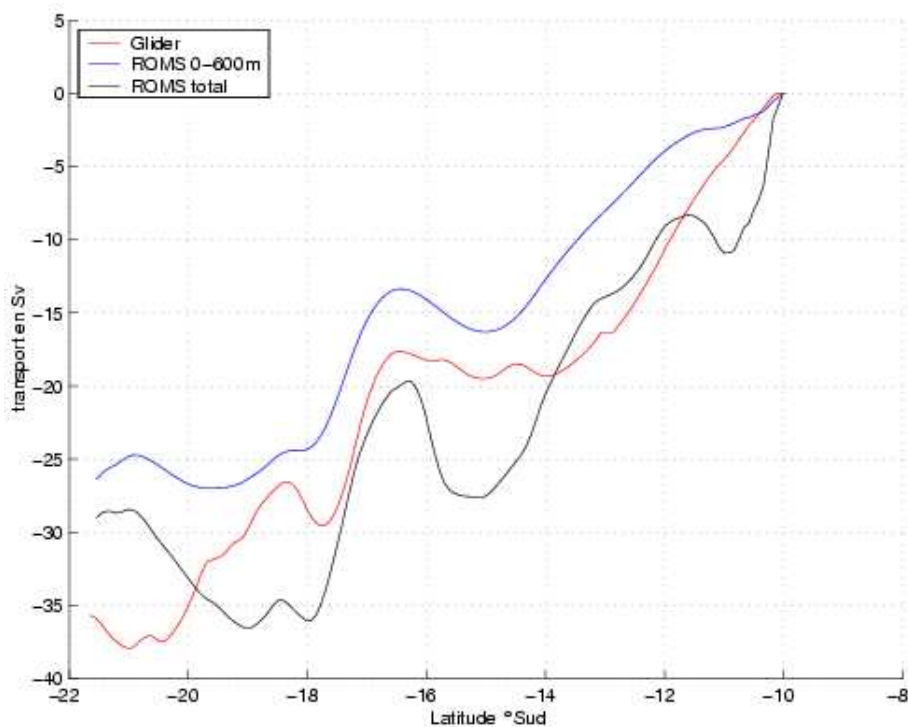
Le planeur sous marin fournit en plus des mesures de température et de salinité une estimation des courants intégrés sur sa profondeur maximale de plongée (600 m dans le cas de cette expérience). Ces informations permettent d'avoir accès à la circulation géostrophique absolue le long de la section. Nous nous intéressons ici à la comparaison modèle/glider, pour les vitesses entre 0 et 600m le long de la section du glider. La comparaison de la vitesse intégrée sur les 600 premiers mètres est présentée sur la figure VII-4. Il est à noter que les données de vitesse moyenne « alongtrack » du glider présentées ici ne correspondent pas à celles de la Fig.2 de Gourdeau et al. (2007). En effet, afin d'améliorer la comparaison, ces

données ont été filtrées afin de supprimer les courants de marée (W. Kessler, communication personnelle).

Comme on peut le voir la « climatologie » du modèle se superpose de façon surprenante aux données instantanées du glider. On retrouve bien le Jet Nord Vanuatu entre 12° et 14°S et le Jet Nord Calédonien entre 17° et 18°S avec des vitesses respectives de l'ordre de 10 et 20 cm/s. La zone de transition entre les jets (JNC et JNV) se caractérise à la fois dans le modèle et dans les données par un contre courant de l'ordre de 10 cm/s qui peut suggérer de possibles recirculations entre le JNC et le JNV. Dans la partie Sud de la section (au Sud de 19°S), il semble exister une forte variabilité tourbillonnaire retranscrite dans les deux jeux de données et qui explique les différences observées.



**figure VII-4 : a) Vitesse moyenne absolue (0-600m) : en Rouge le Glider et en noir le modèle.**  
(Courtesy W. Kessler).



**figure VII-5 : Transport Cumulé (Sv) intégré vers le Sud le long de la section du glider. La courbe rouge est obtenue à partir de la vitesse absolue du Glider, la courbe bleue est représentative du transport dans le modèle entre 0 et 600m. La courbe noire représente le transport total dans le modèle.**

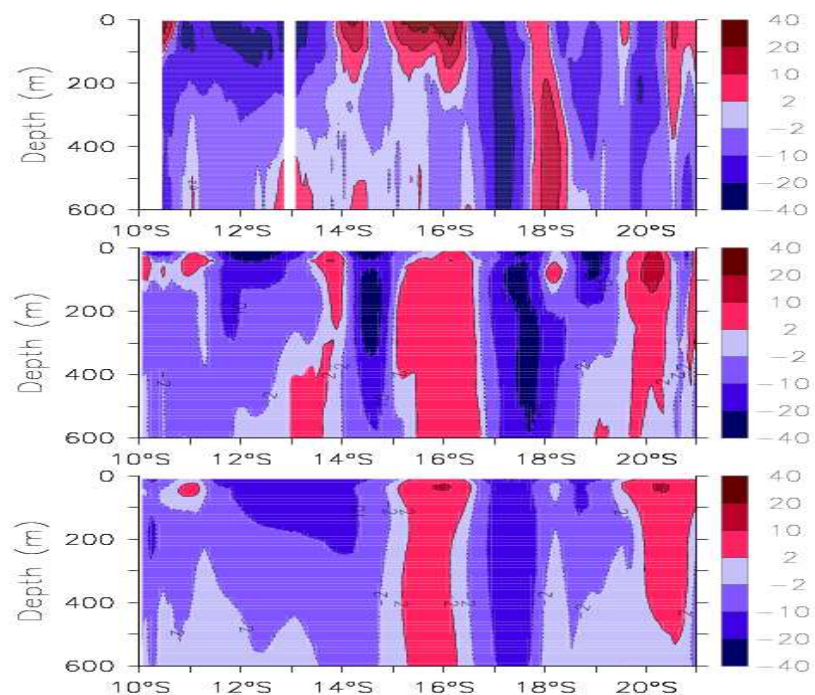
Les transports cumulés (0-600m), intégrés du nord au sud le long de la section, sont évalués pour le modèle et les observations (figure VII-5). Les transports totaux entre Guadalcanal (10°S) et la Nouvelle Calédonie (18°S) sont relativement similaires entre les deux solutions, de l'ordre de 25 Sv pour Roms contre 27 Sv pour les observations. Le modèle simule un JNC similaire à celui observé de l'ordre de 12 Sv pour une largeur méridienne inférieure au degré. Pour le JNV les différences sont plus notables, 16 Sv pour ROMS contre 20 Sv pour les observations. Cette différence provient en grande partie de la région au nord de 12°S. Plusieurs explications sont possibles pour expliquer cette différence. D'une part, la couche éponge du modèle est située au nord du domaine entre 10°S et 11.5°S et peut influencer le JNV dont la frontière nord est proche de cette limite. D'autre part, Kessler et Gourdeau (2007) à partir du modèle ORCA05 ont montré que le cycle saisonnier était plus marqué dans la région du JNV que dans la région du JNC. La période des observations, correspondant à celle du maximum de variabilité saisonnière, est en accord avec les différences de transport entre les observations et notre modèle. Il est bien sûr également possible que cette différence résulte de la variabilité intra saisonnière qui est de nature



chaotique ou encore de la variabilité interannuelle. La courbe noire (figure VII-5) représente le transport total dans le modèle, elle a également été ajoutée pour visualiser la part du transport sous les 600 premiers mètres. Elle met en évidence une nette augmentation du transport du JNC, et un déplacement vers le Sud du JNV. Le contre courant entre ces deux derniers est également plus important avec près de 7 Sv.

La comparaison de la structure verticale des courants le long de la section (figure VII-6) montre des structures verticales comparables. Nous voyons que le JNC présente une structure quasi barotrope avec des vitesses homogènes jusqu'à 600m. Dans le modèle, le JNC est observé jusqu'à une profondeur d'environ 1500m. Le JNV a, quant à lui, une structure plus barocline ne s'étendant pas au-delà de 350m. A 15.5°S un contre courant existe dans les deux solutions, il apparaît associé à une structure barocline dans les observations alors qu'elle semble davantage barotrope dans le modèle.

Cette comparaison amène à penser que ces jets (JNC et JNV) sont des structures relativement stables de l'écoulement et qu'il doit exister une activité mésoéchelle permanente entre ces deux structures de courants.



**figure VII-6 : Vitesse zonale géostrophique (absolue) le long de la section du glider en haut (d'après Gourdeau et al., 2007), au milieu un instantané de ROMS (juillet) et en bas la moyenne climatologique de ROMS.**

## ***VII.2.4 Diagnostique de la simulation de référence : Bilan de Vorticité***

En première approximation, la dynamique océanique est régie par l'équilibre de Sverdrup qui relie le transport méridien dans l'océan au rotationnel de la tension de vent :  $\beta V = \text{curl}[\tau^w]$  avec  $\beta = \partial f / \partial y$  le gradient méridien de vorticité planétaire,  $V$  le transport de masse méridien et  $\tau^w$  la tension de vent divisée par la densité de référence  $\rho_0$ . L'équilibre de Sverdrup est exactement valide pour un océan à fond plat ayant une dynamique linéaire et l'écoulement a alors tendance à suivre les lignes de  $f$  constante. Dans un océan homogène ayant une topographie variable  $H(x,y)$ , il existe un contrôle par la topographie. L'écoulement cherchant à conserver sa vorticité potentielle constante, tend alors à suivre les lignes  $f/h$  au lieu des lignes  $f$  comme dans le cas à fond plat. La conservation de la vorticité potentielle requiert qu'un écoulement vers l'ouest passant au dessus d'une ride soit dévié vers l'équateur. Cette simple loi illustre qualitativement pourquoi le SEC a tendance à se déplacer vers l'équateur lorsqu'il rencontre une île ou une ride sur son chemin. Pour un cas plus réaliste d'un océan non homogène, certains auteurs (Cane et al., 1998 ; Gill, 1982) soutiennent que la baroclinicité agit comme une barrière au contrôle topographique en diminuant fortement les gradients de pression de fond qui interagissent avec la bathymétrie. En accord avec cela, l'océan intérieur suit essentiellement l'équilibre de Sverdrup. Mais nous savons que cette proposition n'est pas toujours vraie, en particulier dans les zones où la composante barotrope de l'écoulement est importante, comme dans le Courant Circumpolaire Antarctique (Wells and Cuevas., 1995). De plus, l'advection non-linéaire a souvent été négligée dans les bilans de vorticité. Aussi, nous présentons dans les sections suivantes le budget de vorticité intégré sur la profondeur dans notre région du Pacifique Sud-Ouest caractérisée par des pentes topographiques très fortes, perpendiculaires aux flux du SEC.

### ***VII.2.4.1 Equation de la vorticité***

Les équations du mouvement (avec les approximations hydrostatique et de Boussinesq) intégrées sur la verticale sont écrites de la façon suivante en terme de vitesse intégrée verticalement ( $U, V$ ) :

$$\begin{aligned}
\frac{DU}{Dt} &= fV - gH \frac{\partial \eta}{\partial x} - \phi_x + \tau_x^w - \tau_x^b \\
\frac{DV}{Dt} &= -fU - gH \frac{\partial \eta}{\partial y} - \phi_y + \tau_y^w - \tau_y^b \\
\text{avec } \phi_x &= \frac{g}{\rho_0} \int_{-H}^0 \left[ \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz' \right] dz \text{ et } \phi_y = \frac{g}{\rho_0} \int_{-H}^0 \left[ \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial y} dz' \right] dz
\end{aligned} \tag{1}$$

Les composantes dans le repère cartésien sont notées  $x, y$ .  $\eta(x, y, t)$  est l'élévation de surface,  $\rho(x, y, z, t)$  est la densité,  $g$  l'accélération de la pesanteur et  $H(x, y)$  la profondeur.  $\phi, \tau^w$  et  $\tau^b$  sont respectivement le gradient de pression intégré verticalement (divisé par la densité de référence), la tension de vent et la friction de fond. En effectuant la dérivée croisée des équations (1), nous obtenons l'équation de la vorticité intégrée verticalement :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \beta V = \text{curl}[\tau^w] - \{gJ[\eta, H] + \text{curl}[\phi]\} - \text{curl}[Adv] - \text{curl}[\tau^b] \tag{2}$$

$$\text{avec } \text{curl}[Adv] = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} \right] dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} \right] dz,$$

$J$  et  $\text{curl}$  sont respectivement l'opérateur Jacobien et la composante verticale du rotationnel.

Le terme d'advection de vorticité ( $\text{curl}(Adv)$ ) est le rotationnel du moment d'advection intégré verticalement.

Il est possible de regrouper les termes de pression barotrope et barocline en un terme caractéristique au couple de pression au fond («Bottom Pressure Torque» : BPT).  $\text{BPT} = J[P_b, H] = gJ[\eta, H] + \text{curl}[\phi]$ , avec  $P_b$  la pression au fond.

Dans l'équation 2, la dérivée temporelle de la vorticité est nulle puisque nous considérons une solution stationnaire. Le terme restant à gauche, appelé BETA, est positif lorsque la vitesse méridienne est positive. Chaque terme de droite peut alors être considéré séparément comme une contribution au transport méridien moyen. Ces termes font référence à WIND CURL, BPT, ADVECTION et BOTTOM FRICTION. Le premier terme, WIND CURL représente l'effet du vent. L'équilibre entre BETA et WIND CURL traduit la relation de Sverdrup. Les trois autres termes représentent l'écart à cet équilibre. BPT représente le contrôle de la circulation par la topographie. BOTTOM FRICTION représente l'effet des frottements au fond. Nous montrerons que ce terme est toujours très faible dans la région.

Le terme ADVECTION peut être séparé en advection moyenne et advection turbulente et s'écrit en fonction de l'écoulement moyen et de l'écoulement turbulent définis par  $u = \bar{u} + u'$  et  $v = \bar{v} + v'$  où  $u$  et  $v$  sont fonction de  $x$ ,  $y$  et  $z$  :

$$\begin{aligned} curl[Adv] = & \frac{\partial}{\partial x} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{v}}{\partial y} \right] dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial \bar{u}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} \right] dz \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial u'v'}{\partial x} + \frac{\partial v'v'}{\partial y} \right] dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial u'u'}{\partial x} + \frac{\partial u'v'}{\partial y} \right] dz \end{aligned}$$

Les deux premiers termes représentent la contribution du champ moyen et les derniers termes représentent la contribution de la variabilité de la circulation qui transite vers les grandes échelles pour produire de la vorticité et un transport méridien moyen. Ce sont ces deux derniers termes qui sont responsables des effets de rectification.

Pour le terme BPT, il existe une autre façon de le formuler qui rend plus facile son interprétation physique. On  crit BPT comme la somme du stretching topographique et de corrections géostrophique et agéostrophique qui tiennent compte des variations verticales de la circulation. Pour cela, on peut dériver, comme dans Mertz et Wright (1992), l'équation de la tendance de la vorticité pour l'écoulement moyen (contrairement à l'écoulement intégré verticalement : (2)), et par comparaison avec (2) on obtient la décomposition suivante pour le BPT :

$$BPT = -\frac{f}{H} \left[ U \frac{\partial H}{\partial x} + V \frac{\partial H}{\partial y} \right] - H \cdot curl \left[ \frac{\phi}{H} \right] + \frac{1}{H} \left[ \frac{\partial H}{\partial y} (\tau_x^w - \tau_x^b) - \frac{\partial H}{\partial x} (\tau_y^w - \tau_y^b) \right]$$

Le premier terme de droite est le stretching topographique de la colonne d'eau associé au transport barotrope à travers les isobathes. Ce terme, appelé STRETCHING par la suite, force l'écoulement le long des contours  $f/h$  (plutôt que  $f$  dans le cas Sverdrup classique). Le second terme de droite est appelé le « Joint Effect of Baroclinicity and Relief » (JEBAR). Il représente l'effet de la baroclinicité de l'océan sur la diminution des courants géostrophiques de fond. Ainsi, dans un océan stratifié, le stretching topographique est associé à des courants de fond (non barotropes) intersectant les isobathes. Le dernier terme est une correction ageostrophique que nous l'appellerons SIT pour « Slope Induced Torque ». Il est décrit en détail dans Lee et al. (2001). Il exprime le rôle du transport d'Ekman à travers les isobathes lorsque l'écoulement est dirigé le long des isobathes, et est particulièrement important dans

les courants de bord ouest. Il est important de noter ici l'originalité de ce bilan. En effet, Mertz et al (1992), évitent de traiter les effets agéostrophiques lié aux couches d'Ekman de surface et de fond en se plaçant dans l'océan intérieur. Lee et al (2001), proposent une explication pour les effets agéostrophiques au fond (SIT), mais s'intéressent à un océan homogène, leur bilan ne contient donc pas d'effet JEBAR. Ces derniers négligent également l'advection. Wells and DeCuevas (1995) discutent des effets de l'advection et du BPT, mais ne proposent pas de décomposition de ce dernier. C'est donc à partir des travaux de ces auteurs que nous avons réalisé le bilan « complet » présenté ci-dessus et discuté ci-dessous.

Tous les termes de l'équation de vorticité décrits ci-dessus sont calculés et enregistrés durant la simulation à chaque pas de temps du modèle permettant ainsi que le budget de vorticité soit parfaitement équilibré. Pour notre simulation climatologique, nous avons vérifié que le terme de tendance est suffisamment faible pour être négligé. L'estimation de ces différents termes est discutée dans les deux sections suivantes.

#### ***VII.2.4.2 Application au Pacifique Sud-Ouest***

Notre domaine Pacifique Sud-Ouest a été divisé en sous domaines en fonction des caractéristiques topographiques rencontrées par l'écoulement. Les régions sélectionnées peuvent être centrées sur des îles, des rides, être caractéristiques du plein océan ou des courants de bord ouest. Onze sous domaines ont été définis. Ils sont présentés sur la figure VII-7. Nous trouvons les régions TONGA et LAU intégrant les rides bathymétriques du même nom, les régions FIJI et VANUATU-CALEDONIA centrées autour des îles correspondantes, les régions WEST FIJI, CORAL SEA représentant des zones d'océan libre à l'arrière des îles, la région QUEENSLAND PLATEAU caractéristique de la zone de bifurcation, les régions NQC, EAC pour les courants de bord ouest australien et les régions LORD HOWE et HUNTER éloignées de l'influence des îles mais soumises à des effets bathymétriques. Chaque terme du budget de vorticité est moyenné sur chacune des régions. Toutes ces valeurs sont condensées dans le tableau VII-1.

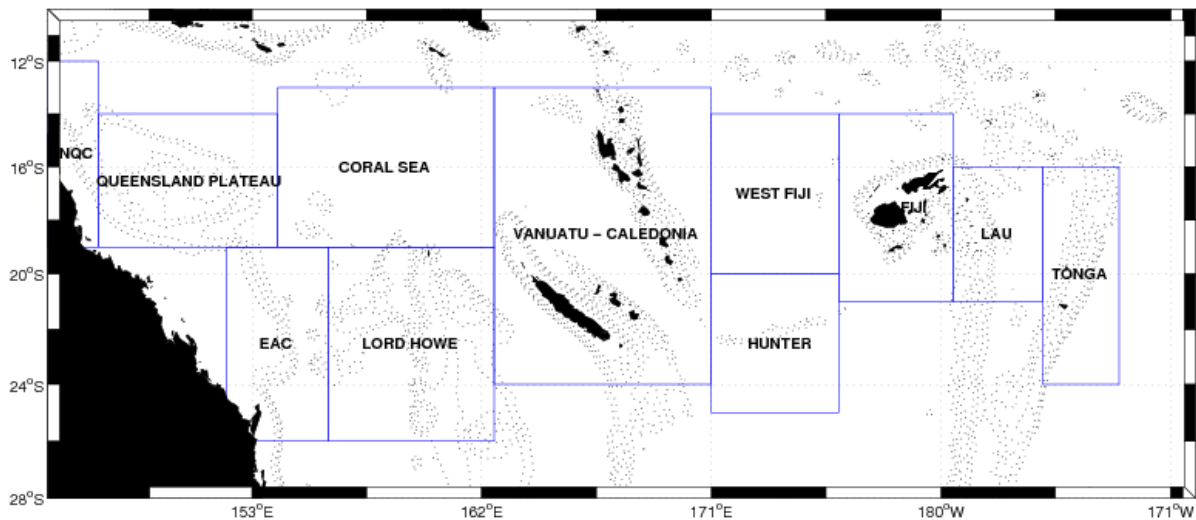


figure VII-7 : définition des domaines pour le bilan de vorticité

Le transport méridien représenté par le terme BETA est généralement dirigé vers le nord, excepté pour les régions dans le sillage des îles (WEST FIJI et CORAL SEA), auprès de la côte Australienne (QUEENSLAND PLATEAU et EAC). Il varie fortement d'une région à l'autre selon l'influence de la bathymétrie. Il est petit dans les régions relativement plates d'océan libre comme CORAL SEA ( $-29 \text{ m}^2/\text{s}$ ) et LORD HOWE ( $54 \text{ m}^2/\text{s}$ ) où il est forcé principalement par le WIND CURL. Dans ces régions, c'est l'équilibre de Sverdrup qui est dominant. BETA atteint ses plus grandes valeurs là où les obstacles topographiques contraignent le flux zonal à s'écouler méridionalement comme au niveau des rides TONGA ( $654 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}$ ) et LAU ( $154 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}$ ) et le long de la côte Australienne EAC ( $-470 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}$ ) et NQC ( $353 \cdot 10^{-12} \text{ m}^2/\text{s}$ ). Dans ces régions, la circulation méridienne est induite par BPT qui malgré une forte compensation par JEBAR reste le terme dominant du budget. Dans les régions caractéristiques des îles comme FIJI et VANUATU-CALEDONIA, le terme ADVECTION est dominant et les termes BPT et ADVECTION travaillent conjointement pour équilibrer BETA. En effet alors que le BPT tend à piéger l'écoulement, l'advection permet à l'écoulement de quitter la pente topographique et de s'écouler zonalement. Ceci est particulièrement bien illustré par la zone FIJI, où BPT dirigé vers le sud (suivant la topographie) est compensé par la forte advection. La situation est analogue dans la région QUEENSLAND PLATEAU si ce n'est que BPT est dominant devant ADVECTION avec la conséquence d'induire un transport vers le sud. Pour WEST FIJI, les trois termes WIND CURL, ADVECTION et BPT sont importants. Le terme dominant est le rotationnel de la tension de vent qui induit un transport vers le pôle, ce qui est consistant avec la circulation de Sverdrup (figure VI-9) sur laquelle on visualise très bien la tendance des lignes de courant à

plonger vers le sud. Cependant il est intéressant de noter que BPT et ADVECTION réduisent cet effet et donne une direction plus zonale à l'écoulement que celle attendue par un pur équilibre de Sverdrup. Pour HUNTER, région en plein océan située dans une zone de fracture, les termes WIND CURL et BPT sont tous les deux importants. Le terme BPT est dominant, et le terme WINDCURL joue un rôle conséquent en amplifiant les effets topographiques. L'écoulement zonal entrant dans le Bassin Sud-Fidjien va donc être dévié vers le nord contribuant ainsi au déplacement vers le nord de la circulation générale.

Vorticity Terms	Tonga	Lau	Fiji	West Fiji	Hunter	Vanuatu Cale- donia	Coral Sea	Lord Howe	Queens- land Plateau	EAC	NQC
BETA	654	154	68	-15	103	100	-29	54	-39	-470	353
WIND CURL	5	-4	-7	-40	24	-12	-27	50	-4	42	-8
B. FRICTION	-23	8	9	-2	7	1	-4	2	4	27	20
BPT	689	174	-95	14	72	-111	-8	14	-64	-541	264
ADVECTION	-18	-23	161	12	-1	222	10	-11	26	4	79
ADVECTION											
Mean	1	-20	138	26	12	198	1	1	-11	0	104
Eddy	-19	-3	24	-13	-13	23	9	-12	37	4	-24
BPT											
Stretching	3268	461	-919	-252	641	498	-197	-967	2775	-589	-2706
JEBAR	-2649	-385	747	265	-688	-612	249	965	-2241	1159	3095
SIT	70	98	77	1	118	3	-61	16	-596	-1110	-125

**tableau VII-1 : Les différents composants de l'équation de vorticité moyennée spatialement dans les zones définies figure VII-7. Un facteur multiplicatif de  $10^{12}$  est appliqué. Les termes sont exprimés en  $m/s^2$**

Le terme BPT est la somme des effets de Stretching, de baroclinicité et d'une correction agéostrophique (SIT). L'importance de ces effets est différente selon les régions. Dans les régions océaniques fortement contraintes par la bathymétrie, comme TONGA et LAU, caractérisées par un BPT fort, le Stretching est dominant. Dans les régions de BPT faible comme West FIJI, CORAL SEA et LORD HOWE, l'effet de Stretching est compensé par l'effet JEBAR qui est dominant). La faible valeur de BPT pour LORD HOWE est relativement inattendue pour une région localisée sur une ride. Ce résultat s'explique par la forte baroclinicité au sud de la Nouvelle-Calédonie, où existent de forts gradients verticaux associés aux eaux tropicales et subtropicales (Ridgway et Dunn. 2003). Les courants de bord ouest australien EAC et NQC sont dominés par le BPT. Dans ces deux régions, l'effet JEBAR

est important mais dans le cas de EAC il y a compensation par l'effet agéostrophique SIT. La signification physique de ce terme et de son effet sur les courants de bord ouest est discutée en détail dans Lee et al. (2001). Pour résumer, cette correction agéostrophique intervient sous la forme d'un courant d'Ekman de fond à travers les isobathes qui est créé lorsque le transport se fait le long des isobathes. Il est montré (Lee et al. 2001) que le SIT apparaît comme le terme dominant du budget de vorticité dirigeant le transport vers le pôle dans les courants de bord ouest des subtropiques. Ce résultat se trouve confirmé ici pour l'EAC. Dans les régions de bord ouest, les valeurs locales d'ADVECTION peuvent être fortes, mais ici elles se compensent lors de la moyenne spatiale. Dans NQC, JEBAR est le forçage majeur du transport vers l'équateur, ADVECTION participant également au transport vers le nord.

Nous avons vu le rôle prépondérant du terme advection au niveau de FIJI et VANUATU-CALEDONIA. La séparation de l'advection en une partie moyenne et une partie tourbillonnaire montre que l'advection par le champ moyen est le terme dominant quand elle est moyennée sur le domaine. Mais les tourbillons jouent un rôle important dans l'établissement de la circulation, bien que leur effet moyenné sur le domaine ait des valeurs relativement faibles. Pour illustrer cela nous allons dans la section ci-dessous présenter un bilan plus fin de la vorticité dans la région VANUATU-CALEDONIA.

Nous avons vu ici que les différences observées avec la règle de l'île sont essentiellement dues aux effets topographiques relatifs aux obstacles majeurs de la zone, que sont les rides de Tonga et de LAU, ainsi que la zone de HUNTER et la ride des Loyauté. Bien que l'effet de stretching domine largement l'écoulement, il est largement atténué par le terme JEBAR qui traduit les effets de baroclinicité. L'effet global des obstacles topographiques est d'induire une translation de la circulation vers l'équateur. L'effet de l'advection est également notable pour aider le fluide à se détacher des pentes et à s'orienter zonalement. Il en résulte un renforcement des Jets Nord (JNC, JNV, JNF) au détriment des Jets Sud (JSC, JSF). Loin de l'influence des îles et des rides, l'équilibre de Sverdrup redevient dominant.

#### ***VII.2.4.3 Zoom sur la région VANUATU-CALEDONIA***

Cette région va être divisée en différents sous domaines caractéristiques (figure VII-8) :

- De la circulation à l'est des îles : NE-VANUATU ; SE-VANUATU ; NE-



## CALEDONIA ; SE-CALEDONIA

- De la circulation à l'ouest des îles : NW-VANUATU ; NW-CALEDONIA
- Des recirculations dans le sillage du Vanuatu : NVANUATU-WAKE, SVANUATU-WAKE

Le tableau VII-2 résume les différentes valeurs du budget de vorticité pour chacune des boîtes.

Nous avons vu précédemment que les obstacles topographiques font que la circulation se trouve déviée vers le nord. La conséquence est que les courants de bord ouest le long des îles sont plus intenses vers le nord que vers le sud. Ceci est vérifié en regardant le terme BETA dans les boîtes à l'est des îles. Sur la côte est Vanuataise, dans les régions SE-VANUATU et NE-VANUATU, le terme dominant est en fait ADVECTION. Bien que STRETCHING soit fort et dirigé vers le nord, sa compensation par JEBAR annule pratiquement son effet dans le domaine SE-VANUATU et induit une direction sud au BPT dans le domaine NE-VANUATU.

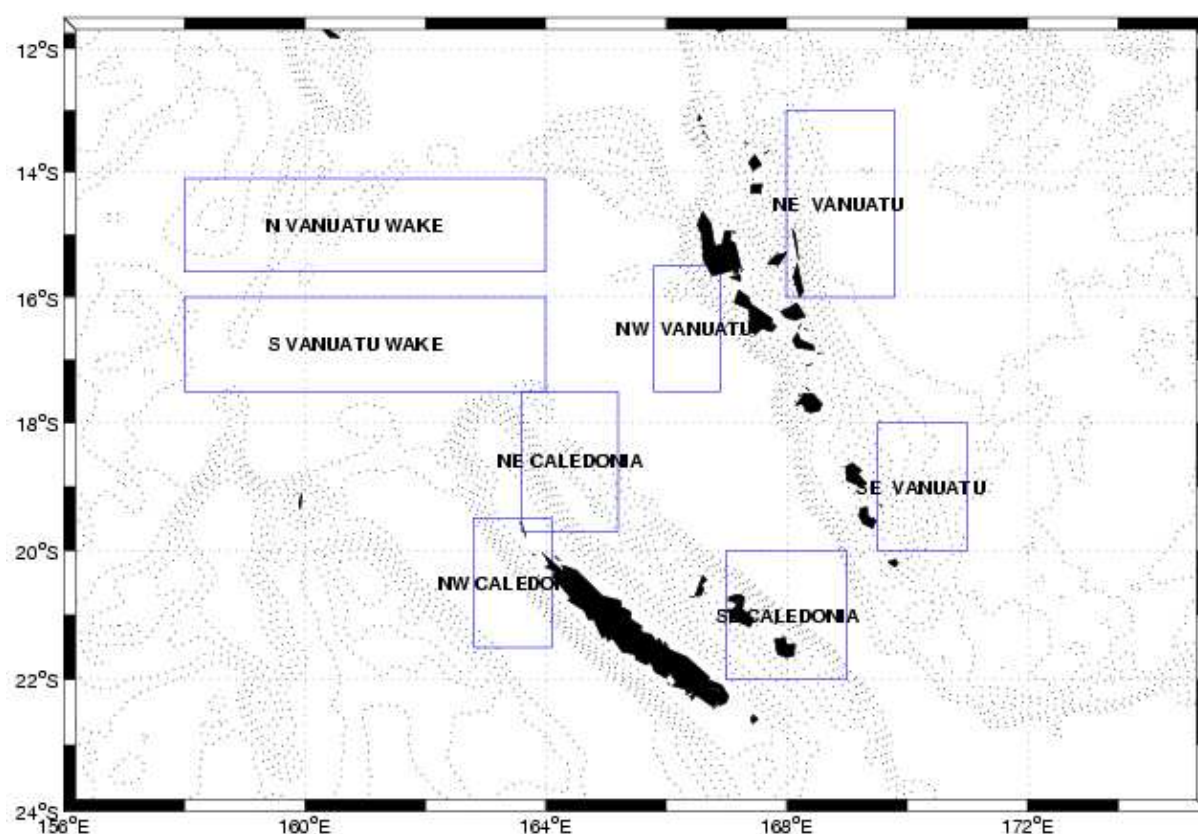
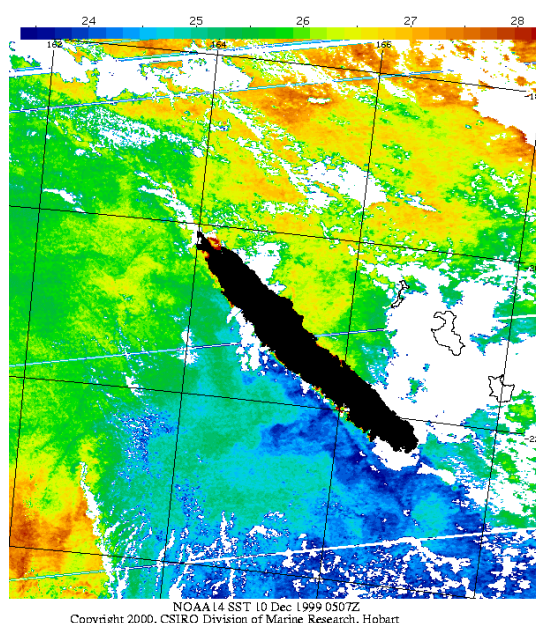


figure VII-8 : définition des sous domaines de la zone CALEDONIA-VANUATU.

A l'est de la Nouvelle-Calédonie, comme pour les rides de Tonga et de Lau, c'est BPT qui est le terme dominant. Alors que dans le domaine NE-CALEDONIA il est renforcé par

ADVECTION, c'est le contraire qui se produit dans le domaine SE-CALEDONIA. A l'ouest des îles (NW-VANUATU, NW-CALEDONIE) le transport a une forte composante sud expliquée par le terme BPT. Mais dans ces régions BPT est représentatif de JEBAR. Ce transport vers le sud à l'ouest des îles peut se comparer au « Leewin Current » sur la Côte ouest Australienne (McCreary et al. 1986) avec des mécanismes de génération identiques. Dans ce cas, il s'agirait d'un forçage thermohalin par des gradients de densités formés dans la partie nord ouest de l'île par advection d'eau « légère » des tropiques qui se retrouve en contact avec des eaux plus froides et plus denses des subtropiques. C'est sans doute ce transport qui comme en Australie limite le développement de l'upwelling sur la côte ouest malgré un vent à la côte favorable à l'upwelling. Ainsi l'upwelling Néo-Calédonien se trouve limité à la moitié sud du récif (figure VII-9), alors que le vent est favorable à un upwelling le long du récif entier (Marchesiello et al., 2006).



**figure VII-9 : température de surface satellite, représentative de l'upwelling Néo-Calédonien (d'après Hénin et Cresswell., 2005).**

Plus au nord, les boîtes N-VANUATU-WAKE et S-VANUATU-WAKE définissent les recirculations respectivement anticyclonique et cyclonique visibles dans le sillage du Vanuatu. Les transports méridiens dans chacune des boîtes convergent et expliquent le fort

contre courant vers l'est à 16°S. Dans ces régions, le terme ADVECTION est dominé par les effets de turbulence. Nous avons ici l'évidence de l'importance des structures tourbillonnaires pour expliquer le maintien de ces recirculations par des effets de rectification. Ce processus de transfert de l'énergie des petites échelles vers les grandes est significatif dans la formation du contre courant et participe à l'augmentation du transport des jets.

**tableau VII-2 : Les différents composants de l'équation de vorticité moyennée spatialement dans les zones définies figure VII-8. Un facteur multiplicatif de  $10^{12}$  est appliqué. Les termes sont exprimés en m/s**

Vorticity Terms	SE VANUATU	NE VANUATU	NW VANUATU	SE CALEDONIA	NE CALEDONIA	NW CALEDONIA	N VANUATU WAKE	S VANUATU WAKE
BETA	198	545	-378	60	548	-102	-131	116
WIND CURL	-8	-48	-84	12	10	19	-64	16
B. FRICTION	7	78	-54	-18	53	83	-13	18
BPT	31	-330	-1120	138	290	-1510	-11	3
ADVECTION	173	960	879	-84	190	1310	-50	114
ADVECTION								
Mean	111	941	884	-221	153	1093	13	5
Eddy	-62	19	-5	137	-38	217	-64	108
BPT								
Stretching	6567	5461	482	3357	8374	3553	52	-81
JEBAR	-6114	-6305	-2453	-2519	-8042	-6168	-55	158
SIT	-423	575	851	-701	-42	1105	-7	-74

### ***VII.2.5 Spectre d'énergie et rectification anisotrope***

Alors que la théorie classique de la turbulence 2D prévoit une cascade d'énergie inverse isotrope, Rhines (1975) met en évidence l'anisotropie de cette cascade inverse d'énergie lorsque le système est en rotation (effet Beta). Galperin et al (2004) en cherchant à mettre en évidence les similitudes entre les jets zonaux des planètes géantes et dans l'océan globale comparent les spectres d'énergie de ces différents jets. Pour cela, il décompose le spectre d'énergie pour l'océan Pacifique en un spectre zonal et un spectre résiduel. Comme cela avait préalablement été révélé par Huang et al (2001) et Sukoriansky et al (2002), ils mettent en évidence un spectre zonal suivant une loi en  $k^{-5}$ , alors que la composante résiduelle suit une

loi en  $k^{-\frac{5}{3}}$ , ce qui correspond à la théorie classique de la turbulence 2D (figure VII-10). Dans notre cas, nous n'avons pas décomposé le spectre total, mais calculé le spectre d'énergie pour chaque composante de la vitesse barotrope. Les spectres obtenus sont présentés sur la figure VII-11. Dans notre simulation, on trouve également une tendance de la composante zonale à suivre une loi en  $k^{-5}$  dans les petites échelles, mais cette pente aux échelles plus grandes a tendance à s'aligner avec celle de composante méridienne, qui suit une loi en  $k^{-\frac{5}{3}}$ . Même si cela n'est pas aussi flagrant que dans le cas de Galperin (2004), ces spectres mettent en évidence un flux d'énergie plus important dans la direction zonale que dans la direction méridienne. Au niveau des grandes échelles, on observe une plus forte énergie dans la direction zonale que dans la direction méridienne traduisant l'anisotropie de la circulation. Il faut préciser qu'en accord avec nos conclusions sur le rôle important de la topographie sur la circulation méridienne dans la partie ouest du Pacifique, la rectification anisotrope décrite par Galperin (2004) est ici sans doute fortement perturbée par la topographie.

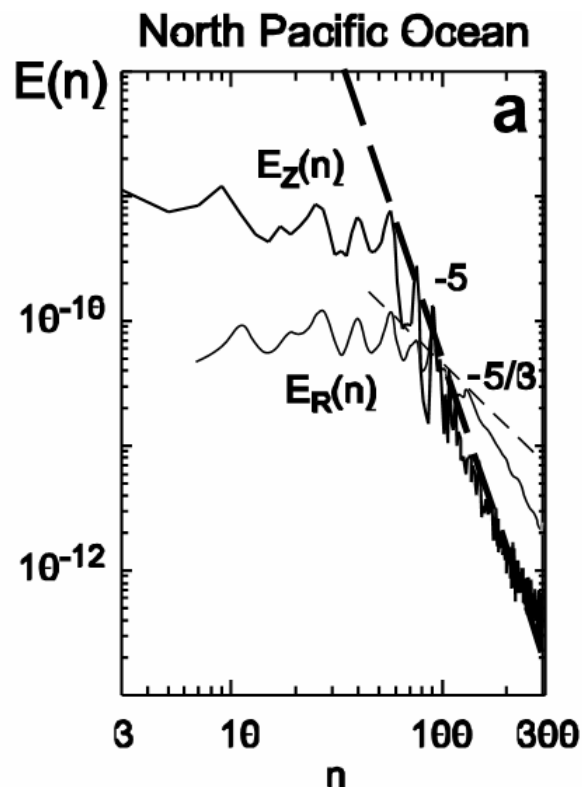
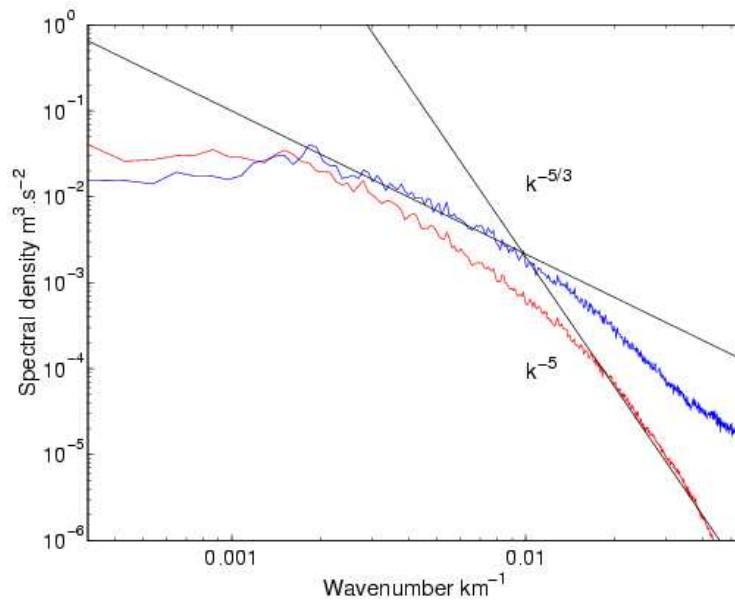


figure VII-10 : Spectres d'énergie zonal  $E_z$  et résiduel  $E_r$  obtenus par Galperin et al (2004) pour le Pacifique nord avec le modèle de Nakano et Hasumi (2005).



**figure VII-11 : Spectres d'énergie zonal (rouge) et méridien (en bleu) pour ROMS au 1/12°.**

### ***VII.3 Conclusion***

Cette analyse a permis de détailler les mécanismes de la circulation barotrope dans la région du Pacifique Sud-Ouest. Nous avons montré que la circulation de Pacifique Sud-Ouest est essentiellement contrôlée par la topographie qui, bien que fortement atténuée par la baroclinicité (JEBAR), reste le terme dominant du budget. Toutefois l'advection (terme dominant autour des îles) permet à l'écoulement de se séparer des contours  $f/h$  et de s'écouler zonalement sous forme de jets. Ce résultat est consistant avec l'analyse du budget de vorticité faite par Wells and Cuevas (1995) pour le courant circum polaire antarctique mais n'avait jamais été confirmé en région tropicale.

Un autre résultat important et original a été de montrer que les effets de rectification existant dans le sillage du Vanuatu sont à même d'expliquer la présence des recirculations et du contre courant. De l'effet combiné du courant de densité sur la côte ouest du Vanuatu et de ces recirculations, résulte la forme en « S » de la recirculation entre le JNV et le JNC. Une certaine anisotropie de la cascade d'énergie barotrope est également mise en évidence et est consistante aux petites échelles avec les travaux de Galperin (2004).

Les forts effets de la topographie, de la baroclinicité, et de l'advection mettent en défaut le bilan de Sverdrup avec règle de l'  le comme diagnostique de la circulation barotrope de la région Pacifique Sud-Ouest.

## ***Chapitre VIII : Expériences de Sensibilités***

Dans le but d'évaluer l'influence de la topographie, des non-linéarités et de la résolution sur notre solution numérique, de nombreux tests de sensibilité ont été effectués. Toutes les simulations réalisées ne sont pas décrites ici. En effet certaines configurations, notamment celles à fond plat et haute résolution étant victime d'une trop faible dissipation sont difficilement exploitables. Aussi la seule simulation à fond plat que nous avons exploitée est la simulation au demi degré qui nous a permis d'effectuer l'expérience type « Sverdrup /Island Rule» présentée dans la section VI.3.6.

C'est essentiellement à partir des critères caractérisant les jets (position, largeur, transport et vitesse barotrope) définis en section VII.1 que les différentes configurations seront comparées. Dans un premier temps, nous allons évaluer l'impact de la résolution sur les simulations. Le choix de la résolution a un effet direct sur le rôle de la topographie et des non-linéarités. En effet les pentes topographiques sont mieux restituées lorsque la résolution augmente et les courants sont plus intenses à haute résolution. Les résolutions choisies sont le  $1/2^\circ$ , le  $1/4^\circ$ , le  $1/6^\circ$  et le  $1/12^\circ$ .

Le modèle au  $1/6^\circ$  s'accordant suffisamment bien avec la solution au  $1/12^\circ$  et pour des raisons de coût numérique évidentes, le  $1/6^\circ$  a été utilisé pour effectuer les expériences de sensibilité à la topographie et aux non-linéarités. A partir du cas linéaire, la sensibilité de notre solution à l'effet des non-linéarités sera mise en évidence. L'effet de la topographie est évalué vis à vis de différents lissages topographiques utilisés. Les résultats de ces tests sont essentiellement qualitatifs mais permettent de mieux comprendre et de confirmer la dynamique du modèle au  $1/12^\circ$  décrite dans le chapitre au dessus.

### ***VIII.1 Apport de la résolution***

Une façon d'estimer la robustesse d'une simulation numérique est de regarder la convergence du modèle à mesure que la résolution utilisée augmente. En effet, l'erreur de troncature liée à la discrétisation diminue avec l'augmentation de la résolution, et le spectre de la physique simulée est de mieux en mieux résolu. Par exemple, les processus turbulents et le rôle de l'advection deviennent de plus en plus importants à mesure que la résolution augmente. Des changements de régime peuvent se produire quand les petites échelles (qui

sont paramétrées à basse résolution) sont explicitement résolues et participent au contrôle de l'écoulement moyen. Les figures VIII-2 à VIII-4 représentent les fonctions de courant barotrope obtenues avec différentes résolutions ( $1/2^\circ$ ,  $1/4^\circ$ ,  $1/6^\circ$ ,  $1/12^\circ$ ). Les caractéristiques des jets de ces simulations sont présentées dans le tableau VIII-1. Selon la résolution, les échelles de la topographie sont plus ou moins lissées modifiant le rôle de la topographie dans la modélisation de l'écoulement. Le lissage nécessaire à la diminution de l'erreur de troncature varie énormément avec la résolution comme on peut le voir sur la figure VIII-1.

### ***VIII.1.1 Circulation barotrope au $1/2^\circ$***

Cette résolution correspond à celle du forçage. Au demi degré, la solution subit déjà de forts effets topographiques, à l'est, la ride de Tonga induit un « coude » dans la circulation. Les lignes de courants sont alors déviées vers le nord à l'est de la ride puis redescendent vers le sud à l'ouest de la ride par conservation de la vorticité potentielle. On peut également noter l'effet inverse au niveau de la faille de Tonga mais le fort lissage topographique à cette résolution réduit considérablement cet effet. Puis plus à l'ouest, à l'image de la solution de Sverdrup, la circulation occupe principalement la moitié sud du domaine. La circulation au sud de Fidji est néanmoins relativement forte (13.6 Sv pour le JSF). C'est à partir du Vanuatu que la circulation se complique. Le JSF bifurque sur les îles du sud du Vanuatu donnant naissance à 2 courants. Un courant au travers de VT (Vanuatu Throughflow) de l'ordre de 6 à 8 Sv et un courant au sud (nous l'appellerons le Jet Sud Vanuatu) ayant un transport du même ordre de grandeur. Ces deux courants se rejoignent à l'est de la Nouvelle-Calédonie et alimentent le JNC. Un faible JNV de 6.4 Sv pour  $1^\circ$  de large, est alimenté par un courant de bord ouest à l'est du Vanuatu ainsi que par des lignes de courant provenant de la frontière nord. Une faible partie de ce courant (2 Sv) semble piégée par la topographie et se dirige vers le sud le long de la côte ouest vanuataise. Ce courant se joint alors au VT et au JSV pour former un très large JNC ( $2.9^\circ$ ) transportant 13.5 Sv. A l'image de la solution de Sverdrup avec règle de l'île, le JSC semble résulter de l'interaction de la partie sud du SEC avec la Nouvelle-Calédonie, sans interactions avec les autres jets. On identifie alors un JSC transportant 9.5Sv pour  $1.8^\circ$  de large. Ces trois jets vont ensuite bifurquer sur la côte australienne, mais le fort lissage topographique nécessaire en coordonnées sigma à basse résolution, ne permet pas de représenter de façon réaliste ni la bifurcation ni les courants de bord ouest.



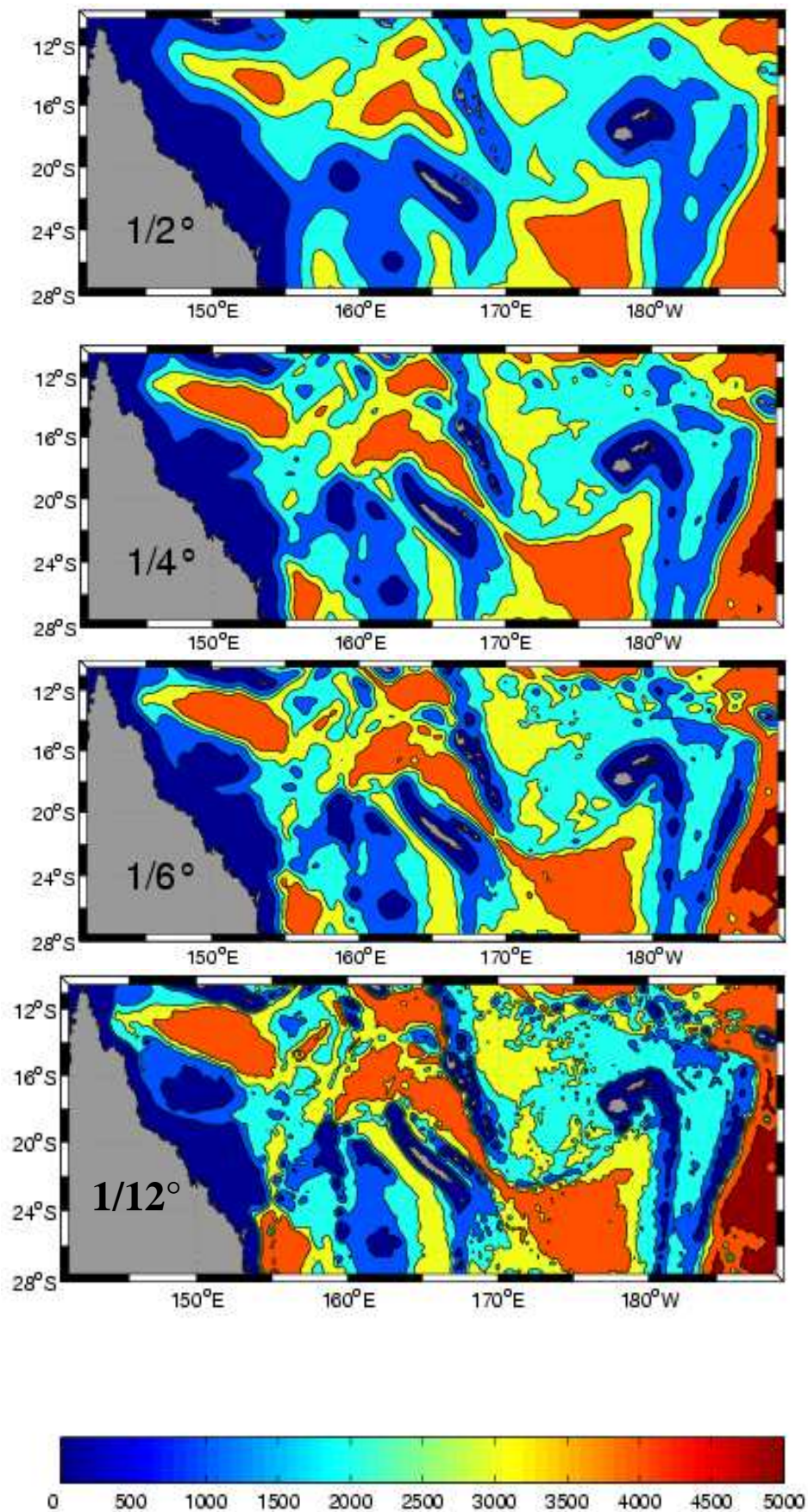


figure VIII-1 : Topographie de fond du modèle au différentes résolutions utilisées.



Notamment l'EAC ne commence qu'à 24°S au lieu des 18° à 20°S couramment admis. Le transport du NQC est alors énorme, avec près de 36Sv à 12°S tandis que le transport de l'EAC n'est que de 8Sv. La comparaison avec le modèle ORCA05 montre que ROMS malgré un fort lissage topographique (induisant une circulation erronée sur la côte Australienne) présente une circulation plus complexe, incluant quelques recirculations, ainsi que de nombreux méandres. Cette circulation traduit la faible diffusivité du modèle ROMS qui résout une physique plus proche de l'échelle de la maille que ORCA05.

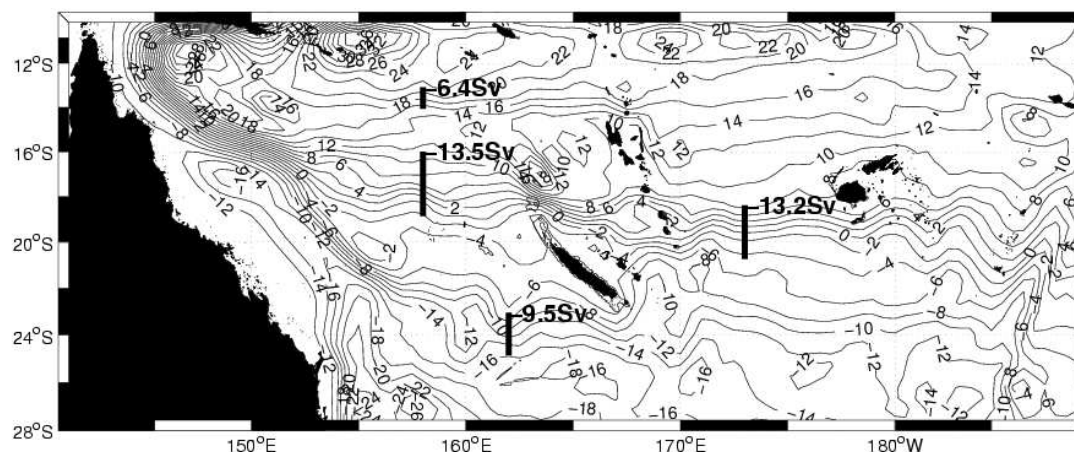


figure VIII-2 : fonction de courant barotrope pour la simulation au 1/2°

### VIII.1.2 Circulation barotrope au 1/4°

Dès le 1/4° la circulation se réorganise considérablement. Au niveau de la ride de Tonga, l'effet de « coude » se fait moins sentir côté ouest et le SEC est translaté vers le nord, ce qui a pour effet de donner naissance à un JNF absent au 1/2°. Bien que son transport soit peu modifié (12.8 Sv), le JSF est plus marqué. Une faible circulation fermée apparaît alors dans le sillage des îles Fidji. La présence du JNF induit une bifurcation différente sur le Vanuatu. En effet, après une inflexion vers le sud des lignes de courants du JNF sur le nord-est du Vanuatu, le JNV n'est alimenté que par le JNF. Le JSF bifurque toujours au sud de l'archipel vanuatais remontant pour l'essentiel vers le nord pour alimenter le VT. Puis au niveau des îles Loyauté, la circulation subit une inflexion vers le nord pour finalement alimenter le JNC. La partie sud du JSF alimente également en partie (4 Sv) le JSC. La circulation en aval du Vanuatu et de la Nouvelle-Calédonie est également assez différente avec des jets beaucoup mieux dessinés et des transports différents. Le JNV voit son transport passer de 6.4 à 8.8 Sv, le JNC garde un transport quasiment identique (13.8 Sv) mais contrairement à nos attentes, et

à l'effet visuelle de la figure, notre critère (30% du maximum de vitesse) élargit le JNC de  $0.4^\circ$ . Le transport du JSC diminue de 9.5 à 7.6 Sv pour une largeur passant de  $1.8^\circ$  à  $2.3^\circ$ . Pour ce qui est des courants de bord ouest, il semble que le réalisme de la topographie (notamment le plateau du Queensland) n'est pas encore suffisant pour les modéliser correctement. Néanmoins, malgré une bifurcation relativement ambiguë (entre  $18^\circ\text{S}$  et  $15^\circ\text{S}$ ) les transports sont désormais réalistes, avec 18 Sv pour l'EAC et 20 Sv pour le NQC. Une des caractéristiques intéressante de cette simulation réside dans l'apparition de recirculations et contre-courants dans le sillage des îles. Ceci étant absent au demi degré ainsi que dans la climatologie et les modèles à basse résolution, ces recirculations font de plus apparaître des connections entre les différents jets. Dans le sillage du Vanuatu ces recirculations forment un contre courant d'environ 4Sv. Dans le sillage de la Nouvelle-Calédonie se trouve un tourbillon cyclonique occupant la moitié nord du Récif, à son tour, ce tourbillon amène des eaux de JNC vers le JSC.

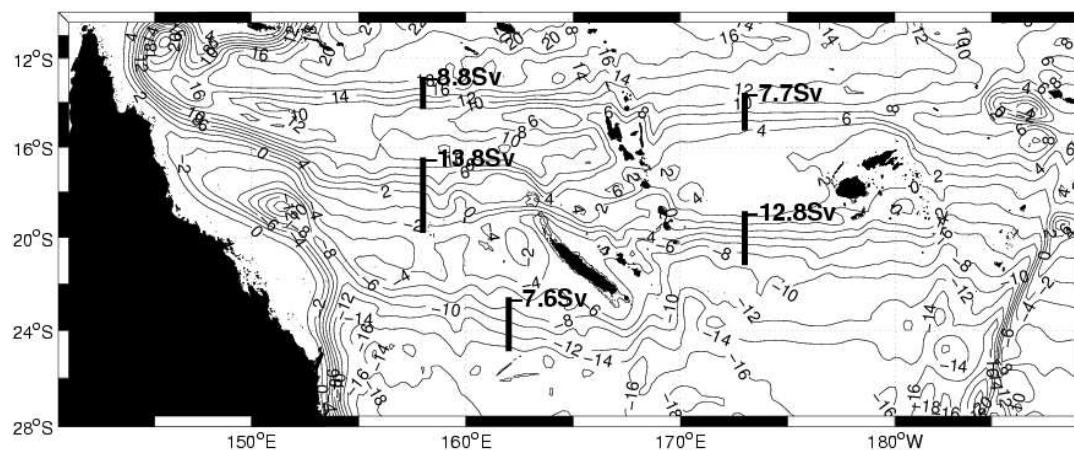


figure VIII-3 : fonction de courant barotrope pour la simulation au  $1/4^\circ$ .

### VIII.1.3 Circulation barotrope au $1/6^\circ$ •

Au  $1/6^\circ$  on retrouve les principales caractéristiques du  $1/4^\circ$ . Au niveau des îles Fidji, il y a un renforcement du JNF et un affaiblissement du JSF. Le JNF voit son transport passer de 7.7 Sv à 11.3 Sv, alors que le transport du JSF passe de 12.8 à 11.7 Sv. La recirculation associée à ces deux jets dans le sillage de Fidji devient plus importante, occupant désormais tout l'espace entre Fidji et Vanuatu. La circulation autour du Vanuatu est très peu modifiée par rapport au  $1/4^\circ$ . On peut tout de même noter la diminution de l'inflexion vers le sud du

JNF lors de sa bifurcation sur le Vanuatu. Au sud, le JSF étant plus fin, le chemin à travers le Vanuatu est plus direct. Le JNC, bien que perturbé par une meilleure représentation du grand passage s'affine. Ce rétrécissement se traduit par une diminution de transport (de 13.8 à 11 Sv). Le JNV voit son transport augmenter jusqu'à 13.5 Sv ainsi que sa largeur passer de 1.5° à 2.1°. Au sud de la Nouvelle-Calédonie, on observe un décollement du JSC et un gyre semble se former. La recirculation le long de la côte Nord-ouest Néo-Calédonienne a disparue, et celle dans le sillage du Vanuatu bien que de transport équivalent (~4Sv) est plus concentrée et mieux dessinée. La bifurcation sur la côte australienne est encore trop au nord, sans doute à cause de la mauvaise représentation du Plateau du Queensland dû au lissage topographique encore trop important à cette résolution. Néanmoins, les transports de l'EAC et du NQC respectivement de 18 et 20 Sv reste identique au 1/4° et en accord avec la littérature.

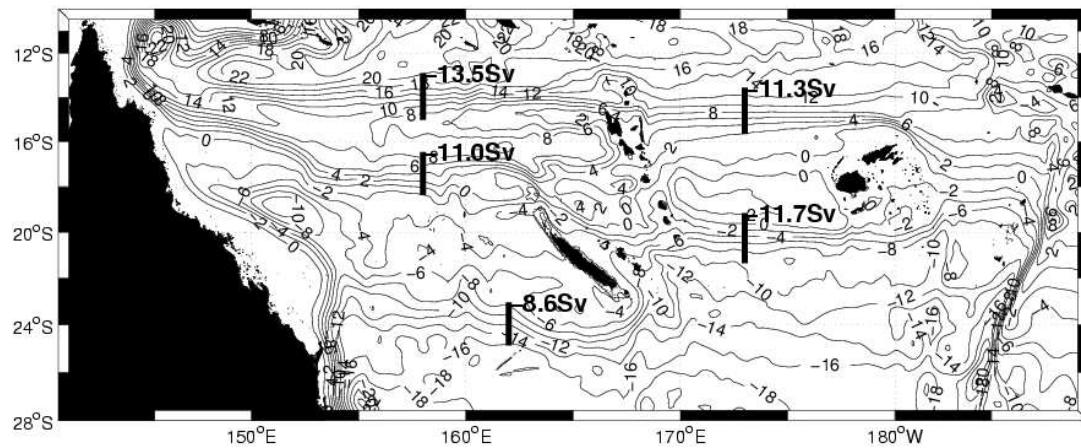


figure VIII-4 : fonction de courant barotrope pour la simulation au 1/6°.

#### VIII.1.4 Circulation barotrope au 1/12°

La circulation barotrope au 1/12° ayant été décrite et analysée ci-dessus, nous ne revenons ici que très brièvement sur ces caractéristiques. En effet, la tendance à l'augmentation du transport des jets nord au détriment des jets sud se confirme.

Le transport du JNC augmente considérablement, passant de 11 Sv dans la configuration précédemment décrite à 16.4 Sv pour une largeur identique. La recirculation dans le sillage du Vanuatu se présente désormais sous la forme d'un dipôle symétrique, le contre-courant à une position plus sud et atteint un transport de 8 Sv. La recirculation au nord-ouest de la Nouvelle-Calédonie a réapparu. Le JSC est complètement déstabilisé bien que son transport

reste estimable (5.5 Sv). La présence d'un gyre cyclonique au sud de la Nouvelle-Calédonie semble se confirmer, en accord avec la fonction de courant de la climatologie CARS (figure VII-3). La bifurcation et les courants de bord ouest australien ont une position correcte et leurs transports restent inchangés, en accord avec la littérature sur le sujet et les autres modèles numériques.

### ***VIII.1.5 Effet sur les jets***

Le panneau du haut de la figure VIII-5 représente une section méridienne de la fonction de courant à 158°E. Les quatre courbes représentent les quatre résolutions présentées ci-dessus, et les fortes pentes correspondent aux jets.

Entre 26°S et 22°S, on observe 4 représentations différentes du JSC. Alors qu'il est clairement marqué et centré sur 26°S au 1/2°, à mesure que la résolution augmente, sous l'influence de la formation de la gyre au sud de la Nouvelle-Calédonie, il se translate vers le nord pour apparaître entre 24°S et 22°S.

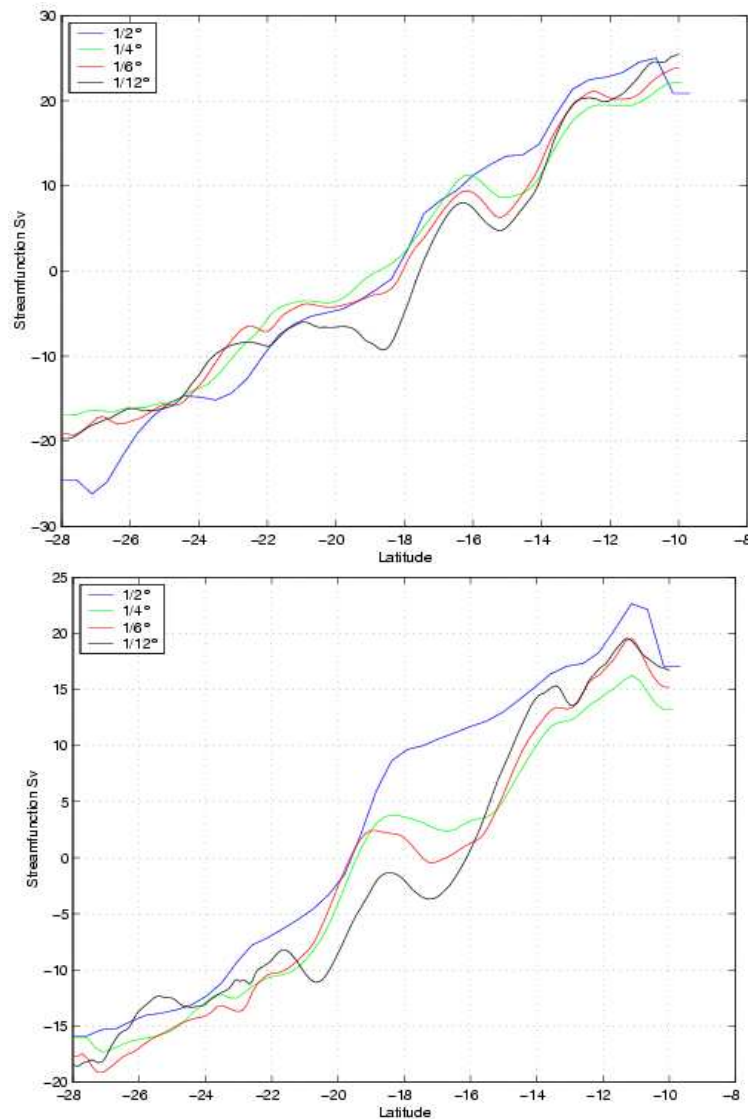
A 18°S on peut ainsi visualiser l'effet de la résolution sur le JNC. Alors qu'au demi degré (courbe bleu) la pente est faible et étendue en latitude (de 19°S à 14°S), au 1/12 (courbe noire) la pente est beaucoup plus raide et lisse caractérisant un JNC plus concentré et plus fort. Les résolutions intermédiaires (1/4° et 1/6° respectivement courbes verte et rouge) présentent un JNC relativement semblable. Néanmoins la courbe rouge est plus lisse, traduisant un JNC plus rectiligne dû à une meilleure représentation des effets non-linéaires. Le JNV (~14°S), très fin au 1/2° prend forme progressivement à mesure que la résolution augmente.

A 173°E (figure VIII-5, panneau du bas) on représente l'évolution du JSF et JNV avec la résolution. Alors qu'au 1/2° le JSF est dominant et le JNF absent, à mesure que la résolution augmente le transport du JSF diminue au profit de celui du JNF. Cela confirme l'importance du contrôle topographique de la ride des Tonga démontré par le bilan de vorticité.

### ***VIII.1.6 Effets de la résolution sur le spectre d'énergie : rectifications***

La figure VIII-6, représente le spectre d'énergie de la bande de latitude (15°S : 25°S). En plus de la nette augmentation de l'énergie avec la résolution, on y observe l'importance des phénomènes de rectification. En effet, alors que la droite de pente  $k^{-3}$  représente la

dissipation par la cascade d'énergie barocline vers les petites échelles, la droite de pente  $k^{-5/3}$  représente la cascade inverse d'énergie (on a vu que la pente du spectre est plus forte pour la partie anisotrope de cette rectification ; VII.2.5). Cette dernière étant responsable des transferts d'énergie du mode barotrope conduisant à la rectification. Il est intéressant de noter que ce n'est qu'à partir du  $1/6^\circ$  qu'une partie du spectre se superpose à cette droite. Cela explique les différences entre le  $1/4^\circ$  et le  $1/6^\circ$  ainsi que la nette augmentation de transport des jets au  $1/12^\circ$ .



**figure VIII-5 : Section méridienne de la fonction de courant (Sv) à 158°E (an haut) et 173°E (en bas).**

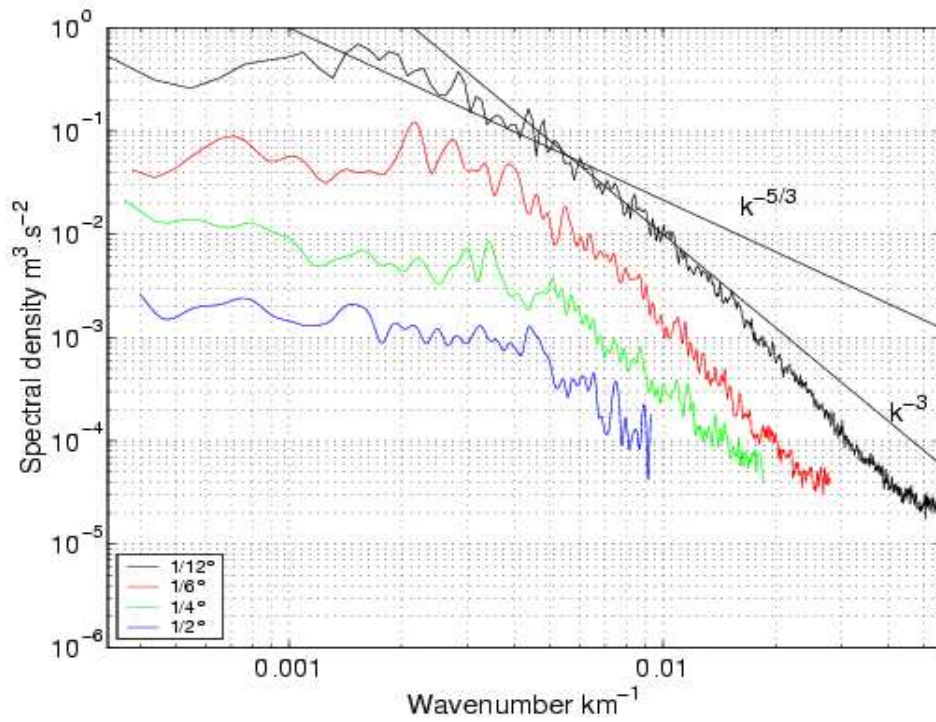


figure VIII-6 : Spectre d'énergie calculé entre 25°S et 15°S.

tableau VIII-1 : Caractéristiques des Jets. Les JNC et JNV sont estimés à 158E, le JSC à 162E, les JSF et JNF à 173E.

MODEL RESOLUTION	JETS	SCJ	NCJ	NVJ	SFJ	NFJ
1/2°	Transport	-9.5	-13.5	-6.4	-13.2	0
	Size	1.8	2.9	1.0	2.4	0
	Ubar	-3.3	-1.6	-1.8	-1.7	0
	Position	-24.0	-17.4	-13.6	-19.9	0
1/4°	Transport	-7.6	-13.8	-8.8	-12.8	-7.7
	Size	2.3	3.3	1.5	2.3	1.7
	Ubar	-2.1	-1.5	-1.6	-1.7	-1.3
	Position	-24.9	-18.1	-13.6	-20.0	-14.4
1/6°	Transport	-8.6	-11.0	-13.5	-11.7	-11.3
	Size	1.8	1.9	2.1	2.2	2.1
	Ubar	-3.2	-1.6	-1.7	-1.6	-1.6
	Position	-24.0	-17.4	-14.0	-20.3	14.6:
1/12°	Transport	-5.5	-16.4	-14.1	-9.3	-17.6
	Size	2.6	1.9	1.9	1.8	3.6
	Ubar	-1.4	-2.0	-1.8	-1.6	-1.6
	Position	-23.8	-17.5	-14.0	-19.6	-15.4

### ***VIII.1.7 Conclusion sur l'apport de la résolution***

Nous avons donc réalisé des simulations climatologiques de la région du Pacifique Sud-Ouest à des résolutions allant du  $1/2^\circ$  au  $1/12^\circ$ . Nous avons alors mis en évidence un déplacement vers le nord de la circulation moyenne à mesure que la résolution augmente. Ainsi le transport des jets nord augmente au détriment des jets sud et le JSC devient difficilement détectable. Au fur et à mesure que la résolution augmente, les non-linéarités se manifestent par une circulation devenant de plus en plus zonale et les jets sont de plus en plus intenses et concentrés ce qui est en accord avec le spectre d'énergie de la figure VIII-6. Les recirculations dans le sillage des îles s'amplifient également avec la résolution. La bifurcation sur la côte australienne est très sensible aux effets de lissage de la topographie aux alentours du Plateau du Queensland et dans le cas de notre modèle à coordonnées sigma la bifurcation devient conforme à la littérature à partir de la solution au  $1/12^\circ$  même si les transports des courants de bord ouest EAC et NQC sont relativement bien estimés dès le  $1/4^\circ$ .

Il est intéressant de noter que les résultats de nos simulations ne convergent pas encore complètement entre le  $1/6^\circ$  et le  $1/12^\circ$ . Il n'est donc pas exclu d'obtenir des résultats sensiblement différents à plus haute résolution mais le coût numérique de simulations à une résolution supérieure au  $1/12^\circ$  pour un domaine de cet taille, ne nous permet pas d'aller plus loin dans ce test (dans le cadre de cette thèse).

## ***VIII.2 Effets de l'advection.***

Le rôle de l'advection et de la dynamique non-linéaire vont être évaluées dans la circulation barotrope en testant la sensibilité de la solution à partir d'une simulation linéaire du modèle au  $1/6^\circ$  (figure VIII-8, milieu) comparée à la simulation « complète ».

### ***VIII.2.1 Compensation des effets topographiques.***

L'écoulement sans terme d'advection apparaît davantage piégé par la topographie que la solution incluant l'advection, donnant une impression de bruit. Il est d'ailleurs intéressant de noter que les jets sont trop bruités pour que la méthode de détection fonctionne correctement. Il était alors possible de modifier le critère (10%) mais nous aurions perdu la consistance

entre nos résultats. Aussi nous décrivons les jets de la solution linéaire de manière qualitative et déterminons « visuellement » les transports à partir des cartes de fonction de courant.

Nous voyons qu'aux échelles locales de la topographie, l'advection travaille de façon significative pour compenser les effets topographiques. C'est une confirmation des résultats donnés par le budget de vorticité décrit dans le Chapitre VII. Le piégeage topographique est atténué seulement partiellement par les effets baroclines, et reste dominant aux échelles locales et régionales où ils sont équilibrés par les termes d'advection. L'advection procure alors un autre moyen d'échapper aux lignes  $f/H$  imposées par la conservation de la vorticité potentielle. Dans la solution linéaire, Le « stretching » topographique est particulièrement évident sur la côte ouest de Fidji et c'est l'advection qui permet au JNF de se séparer de la côte et prendre une direction zonale (figure VIII-8, respectivement milieu et haut). Ce que nous avons décrit ici est un processus advectif linéaire ou non-linéaire (de manière indifférenciée). Dans la suite, on s'intéresse aux processus advectifs purement non-linéaires.

### ***VIII.2.2 Effets de rectification***

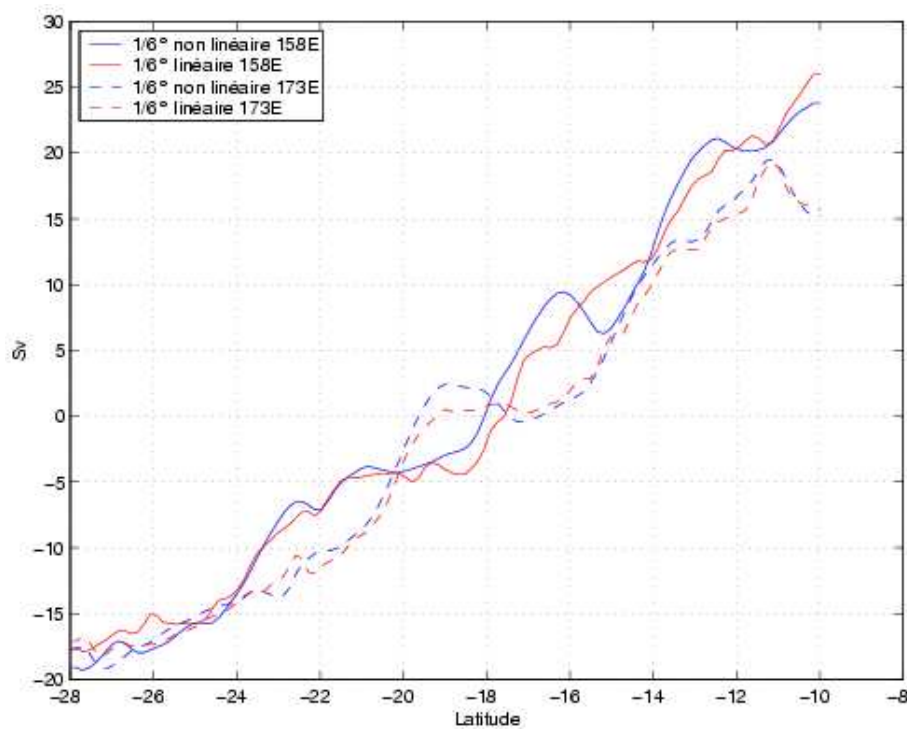
La différence entre les 2 solutions (figure VIII-8, en bas) met notamment en évidence une bande zonale    14  S s'étendant du Vanuatu aux côtes australiennes. La comparaison des circulations linéaires et non-linéaires montre des recirculations allongées zonalement que l'on ne retrouve que dans le cas non-linéaire. L'apparition du contre courant dans le sillage du Vanuatu dans le cas non-linéaire se manifeste de façon flagrante sur la figure VIII-7. En effet, sur la section à 158  E (courbes pleines) au nord de 16  S, on observe la signature du contre courant dans le cas non-linéaire (pente négative de la courbe bleu), alors que dans le cas linéaire (courbe rouge), le contre courant est inexistant. D'un point de vue plus global, les sections à 158  E et 173  E de la figure VIII-7 (respectivement courbes pleines et pointillées), montre des jets beaucoup plus étroit lorsque l'advection du moment est résolue par le modèle.

Cela confirme le rôle des non-linéarités décrit dans le chapitre 2 par la partie tourbillonnaire de la composante advective du budget de vorticité pour expliquer la zonalité des jets et la présence de contre-courants à travers des processus de rectification. L'effet Rhines (décrit dans la chapitre 2) prévoit une rectification des écoulements barotrope soumis à une cascade inverse d'énergie et    un gradient méridien de vorticité planétaire (l'effet beta). Cette rectification crée une forte anisotropie et transforme une partie de l'énergie



tourbillonnaire en jets zonaux. Cette caractéristique apparaît comme l'explication principale de ce que l'on modélise, la rectification jouant alors un rôle majeur pour la grande échelle.

Bien que cela ne soit pas aisé à montrer, le contre courant dans le sillage du Vanuatu, d'une largeur d'environ 50 km semble être consistant avec l'effet Rhines. Les processus de rectification tendent également à accroître le transport des jets. En effet, le transport du JNV est doublé et celui du JNC augmente de 4 Sv dans la configuration non-linéaire. Cette augmentation du transport des jets peut s'expliquer en partie par les effets de rectifications relativement important au  $1/6^\circ$  (figure VIII-6), mais également par le resserrement et le lissage des lignes de courant qui sont moins contraintes par la topographie.



**figure VIII-7 : Section méridienne de la fonction de courant barotrope (en Sv). Les courbes bleues représentent la simulation linéaire et les courbes rouges la simulation non linéaire. Les lignes pointillées caractérisent la section à 173°E, les lignes continues celle à 158°E.**

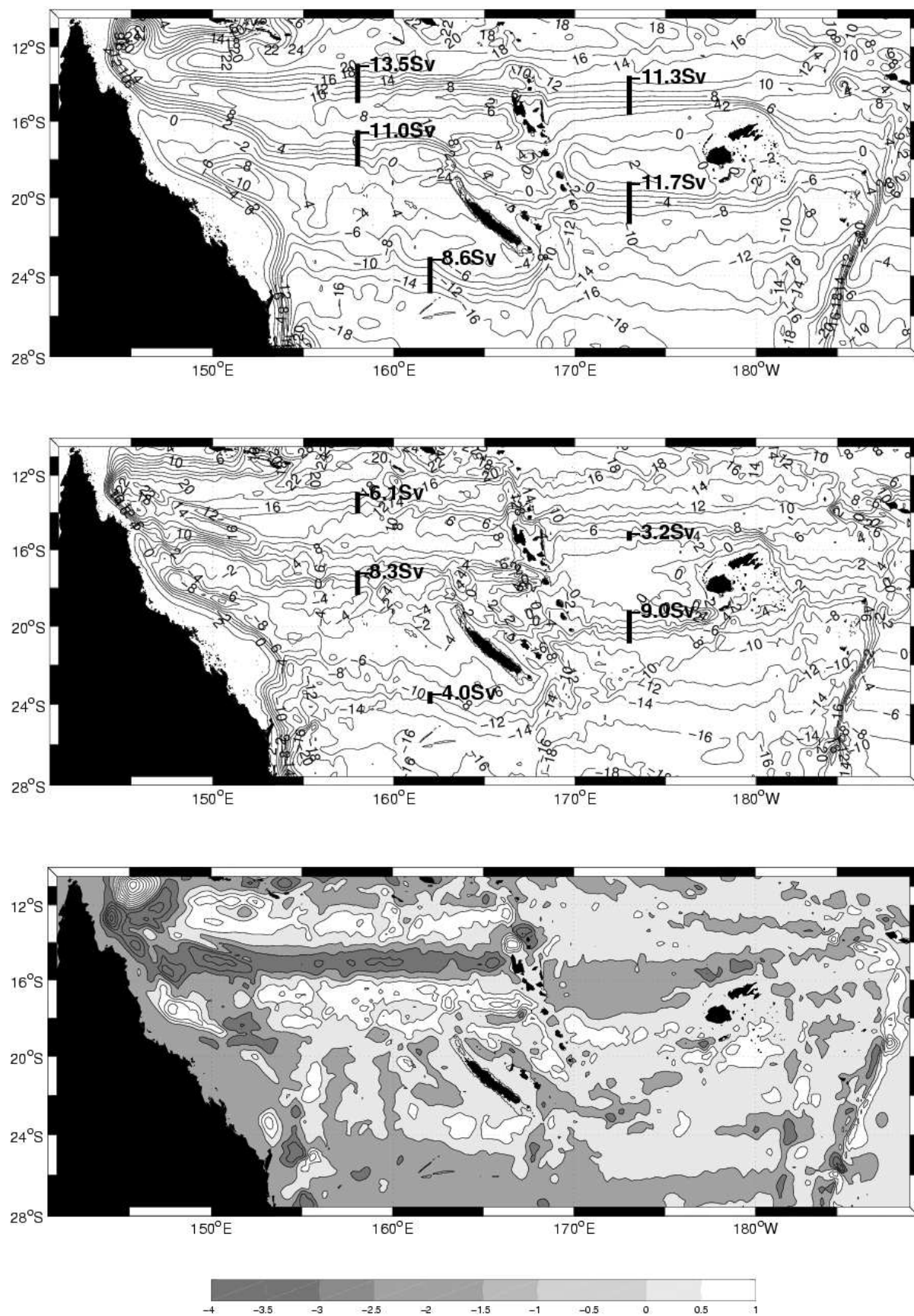


figure VIII-8 : Fonction de courant barotrope pour la simulation linéaire au 1/6° (en haut) et la différence entre les simulations linéaires et non-linéaires au 1/6° (en bas).

### ***VIII.3 Effets Topographiques***

Afin d'évaluer l'impact de la topographie, des simulations ont été réalisées au  $1/6^\circ$ , avec des bathymétries lissées différemment. Dans le cas standard, un critère  $r=0.2$  est utilisé (voir IV.3.2) pour lisser la bathymétrie. L'effet d'une bathymétrie plus lisse est testé à partir d'une simulation utilisant un critère  $r=0.15$  sur la topographie. Dans ce dernier cas, la grande échelle de la bathymétrie subsiste, mais les pentes sont significativement réduites. Une autre simulation utilise un lissage important ( $r=0.05$ ) sur la ride de Tonga et classique ( $r=0.2$ ) pour le reste du domaine afin de mettre en évidence l'importance de la ride de Tonga sur les caractéristiques des jets du Pacifique Sud-Ouest notamment sur la répartition nord/sud du transport.

La figure VIII-9 montre les solutions du modèle correspondant aux différents choix de lissage. Les caractéristiques des jets sont présentées dans le Tableau VIII-2 pour mieux quantifier les différences entre chaque expérience. Les sections méridiennes de fonction de courant à  $158^\circ\text{E}$  et  $173^\circ\text{E}$  sont également présentées sur la figure VIII-10. Comme précédemment les fortes pentes positives y représentent les jets et les pentes négatives les contre-courants.

#### ***VIII.3.1 Effet du lissage***

Avec  $r=0.15$ , la circulation ressemble plus à la solution de Sverdrup. En particulier l'écoulement est mieux divisé autour des îles, ce qui se traduit par une augmentation du transport des jets au sud des îles au détriment des jets au nord. Avec le lissage, les écoulements ont tendance à être plus larges et plus faibles. De ce fait, les recirculations formées par la rectification non-linéaire tendent à disparaître. L'expérience suggère que le lissage de la topographie conduit à faire décroître les effets bathymétriques sur la circulation confirmant que le déplacement vers le nord du SEC est largement piloté par la topographie. De plus, moins la bathymétrie est lissée plus les pentes topographiques ont tendance à piéger l'écoulement sur des échelles réduites, augmentant ainsi sa vitesse.

### ***VIII.3.2 Effet de la ride des Tonga***

Les résultats de ce travail suggèrent que la ride de Tonga joue un rôle significatif dans le déplacement vers le nord du SEC. Pour étudier plus en détail cet aspect, le lissage topographique dans la région a été augmenté à l'est de Fidji, où le paramètre de lissage devient  $r=0.05$ . Pour éviter de trop fortes discontinuités à 180°E, la topographie est interpolée linéairement entre 179°E et 181°E. Cela a pour effet de modifier de façon significative la fonction de courant près de la ride de Tonga qui est alors moins déviée vers le nord. La circulation autour de Fidji (figure VIII-9, en bas) est alors directement affectée, avec un JSF plus fort que dans le cas standard alors que le transport du NFJ diminue de 2 Sv. La figure VIII-10 (en bas) est également représentative de l'effet du lissage de la ride de Tonga sur les jets au nord et sud de Fidji. Le JNF est alors moins fort que dans les autres cas alors que le JSF lui est beaucoup plus fort. Les conséquences sur le Vanuatu et la Nouvelle Calédonie sont identiques avec une diminution du JNV et une augmentation du JSC. Il est intéressant de noter que l'effet général du lissage au niveau de Tonga est similaire au cas où la topographie est lissée sur tout le domaine, ce qui tend à confirmer que la ride de Tonga joue un rôle clef dans la circulation du Pacifique Sud-Ouest. Cependant, la bathymétrie « standard » autour de la Nouvelle-Calédonie et du Vanuatu, pilote de façon importante une partie de l'écoulement qui alimente le JNC et le JNV dont les transports sont supérieurs à ceux de la solution lissée intégralement.

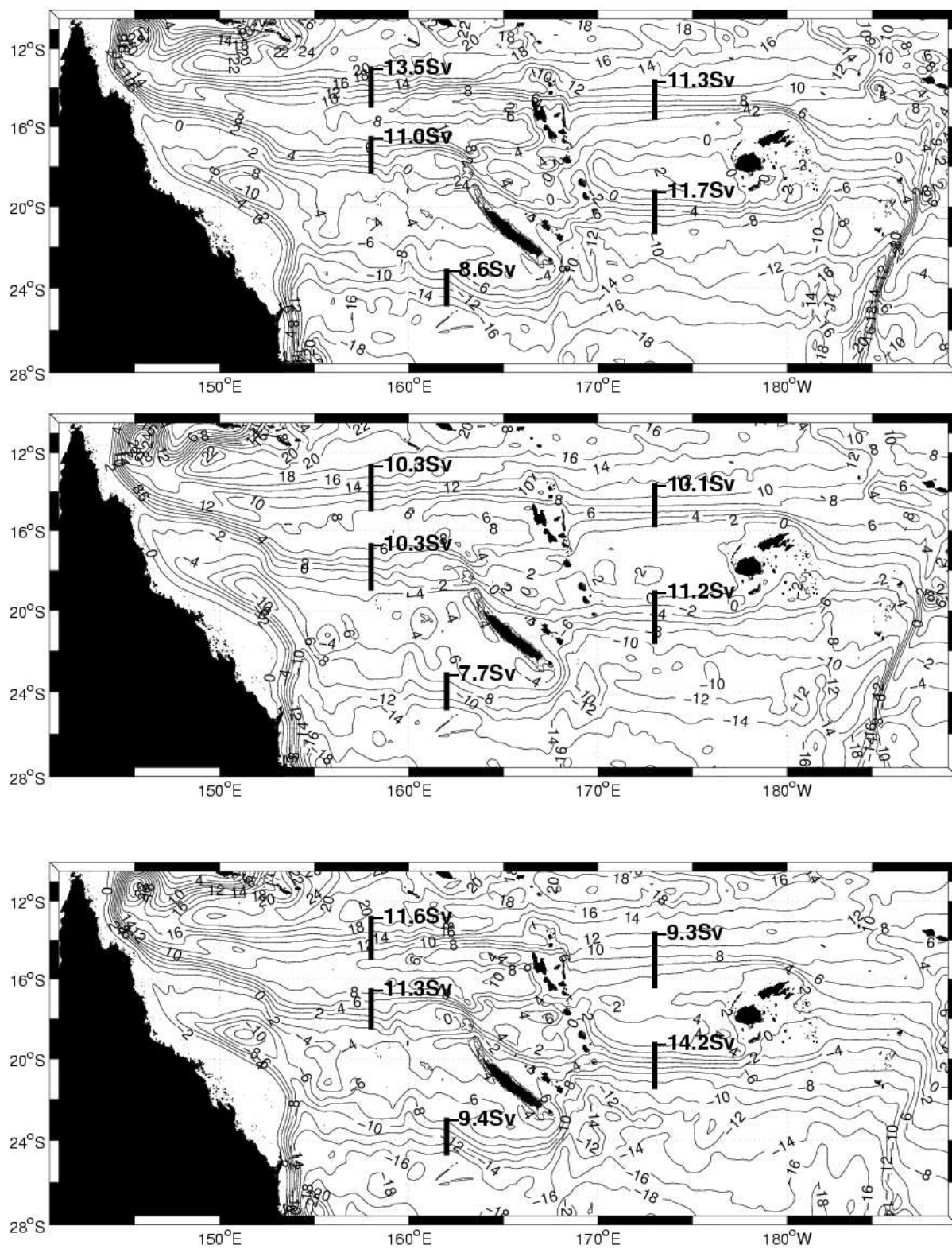


figure VIII-9 : Cas Standard ( $r=0.20$ ) en haut. Lissage topographique total ( $r=0.15$ ) au milieu, et lissage partiel ( $r=0.05$  sur la ride de Tonga) en bas.

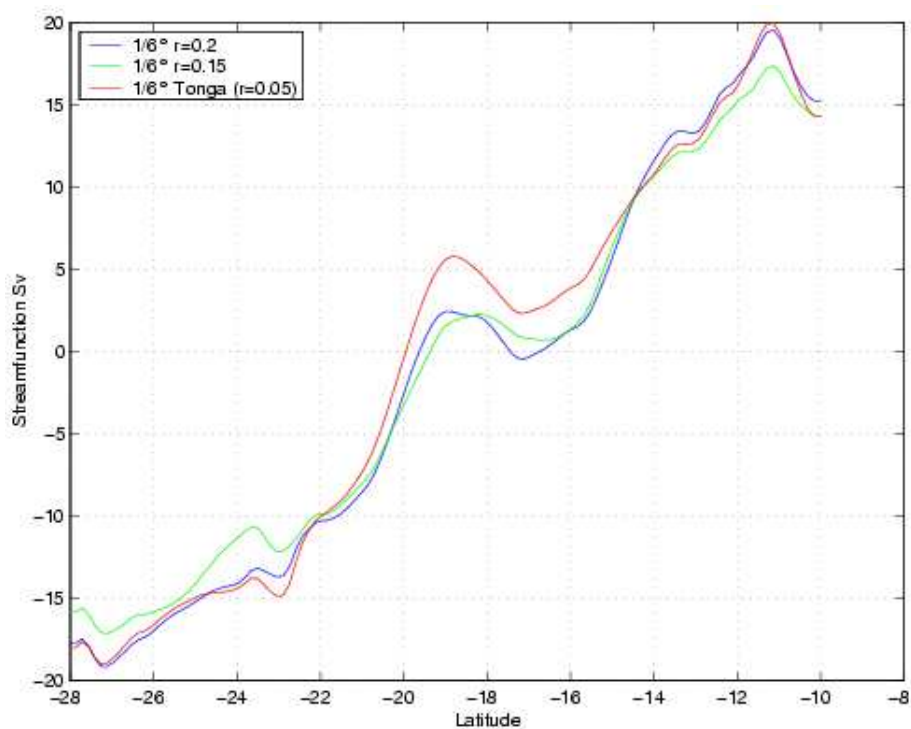
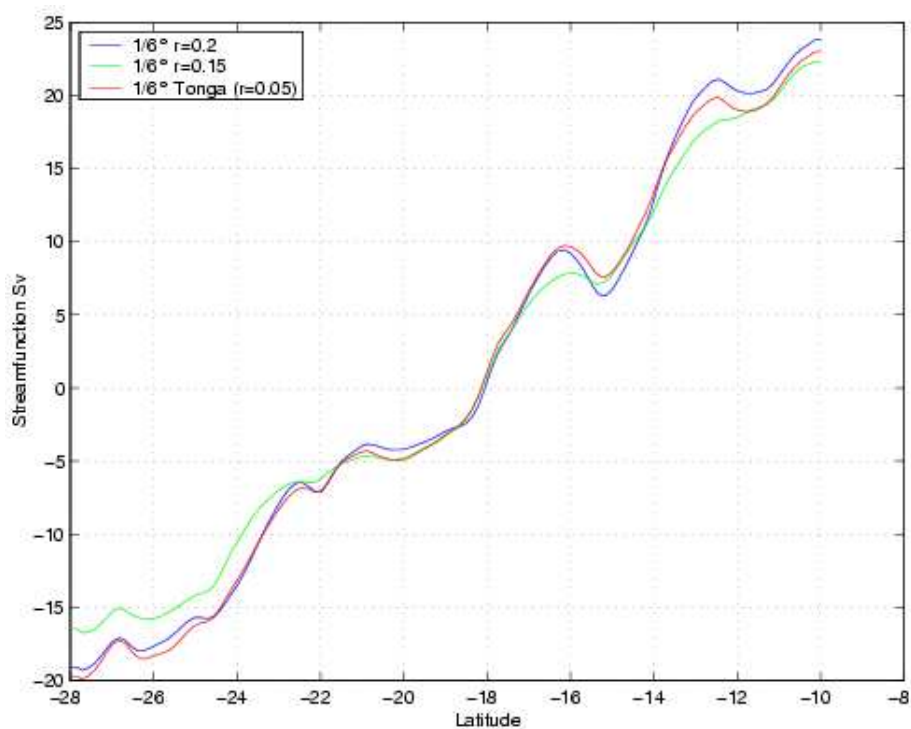


figure VIII-10 : Sections méridiennes de la fonction de courant barotrope pour les différentes résolutions. a 158°E (en haut) et 173°E (en bas).

## VIII.4 Conclusion sur les tests de sensibilité.

Ces différentes expériences ont permis de mettre en évidence l'importance des non-linéarités et de la topographie pour la circulation barotrope du Pacifique Sud-Ouest avec une conséquence importante au niveau de la résolution du modèle. Il semble crucial d'avoir des simulations à haute résolution pour prendre en compte de manière significative les effets des non-linéarités et de la topographie. Ces expériences confirment que le contrôle topographique reste le forçage prédominant de la circulation du Pacifique Sud-Ouest malgré la compensation due à l'effet JEBAR. Cela induit une translation de la circulation au nord des principales îles. Néanmoins au niveau de ces îles, le contrôle topographique est compensé par l'advection qui permet alors aux courants de s'écarter des isobathes et de s'étendre zonalement sous forme de jets. Nous avons également confirmé le rôle prépondérant des non-linéarités dans l'existence des recirculations et les effets de rectifications pour expliquer l'étirement zonal des structures et l'augmentation du transport des jets.

**Tableau VIII-2 : Caractéristiques des jets pour les différentes topographies:**  
 **$r=0.20$  (topographie de référence).  $r=0.15$  (topographie lissée). Tonga lissée**  
**( $r=0.20$  à l'ouest de  $180^\circ\text{E}$  et  $r=0.05$  à l'est de  $180^\circ\text{E}$ ). les JNC et JNV sont**  
**estimés à  $158^\circ\text{E}$ , le JSC à  $162^\circ\text{E}$ , les JSF et JNF à  $173^\circ\text{E}$ .**

Lissage topographique	JETS	SCJ	NCJ	NVJ	SFJ	NFJ
$r=0.20$	Transport	-8.6	-11.0	-13.5	-11.7	-11.3
	Size	1.8	1.9	2.1	2.2	2.1
	Ubar	-3.2	-1.6	-1.7	-1.6	-1.6
	Position	-24.0	-17.4	-14.0	-20.3	-14.6:
$r=0.15$	Transport	-7.7	-10.3	-10.3	-11.2	-10.1
	Size	1.8	2.4	2.4	2.7	2.3
	Ubar	-2.9	-1.3	-1.2	-1.3	-1.3
	Position	-24.0	17.8	-13.8	20.3	-14.7
Tonga lissée( $r=0.05$ )	Transport	-9.4	-11.3	-11.6	-14.2	-9.3
	Size	1.8	2.1	2.1	2.3	2.9
	Ubar	-3.4	-1.5	-1.4	-1.8	-0.9
	Position	-24.7	-17.5	-13.9	-20.3	-15.0

## *Conclusion*

Les nombreuses îles et rides du Pacifique Sud-Ouest, principalement orientées méridiennement sont à même de perturber l'écoulement zonal du SEC. En effet, Webb (2000) a mis en évidence la formation de jets zonaux aux extrémités nord et sud des îles. Les principaux jets de la région, sont au nombre de 5, les jets Nord et Sud Fidji, les jets Nord et Sud Calédonien, et le Jet Nord Vanuatu. Ces jets découverts dans le modèle de Webb au  $1/4^\circ$  (OCCAM) ont été observés pour la première fois entre juillet et octobre 2005 par un glider.

Le but de la thèse est de modéliser, décrire et expliquer la dynamique de la circulation océanique barotrope moyenne dans le Pacifique Sud-Ouest. Pour cela, le modèle régional ROMS a été implémenté dans la région. Ce modèle a été choisi principalement pour ces conditions aux frontières ouvertes ainsi que pour sa coordonnée verticale « sigma généralisé » qui est à même de représenter au mieux les interactions entre la topographie sous marine et les courants océaniques.

La mise en place de la configuration « Pacifique Sud-Ouest » a nécessité des ajustements et des développements. En effet, deux problèmes sont alors apparus, un problème lié au lissage de la bathymétrie et un problème de diffusion diapycnale lié au schéma d'advection et à la coordonnée verticale sigma. Dans un premier temps, le lissage topographique trop faible ( $r=0.25$ ) a entraîné des erreurs de troncature dans le calcul du gradient de pression barocline. Ces erreurs se manifestent sous forme de recirculations piégées sur les fortes pentes topographique notamment sur les côtes ouest de la Nouvelle-Calédonie et du Vanuatu. Elle ont été contraintes par un lissage plus important ( $r=0.2$ ) des pentes topographiques. La limite du critère  $r < 0.2$  est donc encore difficilement franchissable (à des résolutions moyennes) malgré les récents progrès sur le calcul du gradient de pression. Ces conclusions vont à l'encontre des conclusions optimistes de G. Danabasoglu présentées au workshop de Bergen (Aout 2007) préconisant l'utilisation de critères de lissage  $r$  pouvant aller jusqu'à 0.25.

L'autre problème rencontré lors de la mise en place du modèle concerne la diffusion diapycnale induite par le schéma d'advection des traceurs appliqué sur la coordonnée sigma. En effet, ROMS dans sa configuration initiale utilise un schéma d'advection diffusif (upstream biased ordre 3) pour les traceurs. Mais cette diffusion implicite est appliquée suivant les niveaux sigma. Ce qui dans le cas de fortes pentes associées à des résolutions



basse ou moyenne, comme celle que nous avons utilisé, induit un mélange important sur la verticale, qui érode le minimum de sel associé aux eaux antarctiques intermédiaires. Cette modification des caractéristiques hydrologiques de la colonne d'eau entraîne une circulation erronée. Le schéma upstream a donc été remplacé par un schéma centré d'ordre 4 associé à une diffusion harmonique géopotentielle à coefficients variables, de type Smagorinsky. Cette modification dans le code, bien que laissant apparaître quelques instabilités numériques, a permis de conserver les masses d'eau et a produit une dynamique correcte. Toutefois, une correction plus rigoureuse du schéma d'advection est actuellement en développement. Elle prévoit la rotation de l'opérateur implicite de la diffusion contenue dans le schéma d'advection.

Avant d'analyser les simulations numériques, la circulation de Sverdrup avec règle de l'île a été considérée. Cette première approche de la circulation de la région a permis de mettre en évidence les jets de la région, mais également de déterminer la position de la bifurcation et des courants de bord ouest sur la côte australienne. La comparaison de cette solution et d'une solution du modèle dans une configuration similaire (linéaire, fond plat) a conduit à la fois à valider le calcul de la règle de l'île mais également à valider la physique du modèle par la théorie de Sverdrup. Cette comparaison a également permis de valider l'implémentation des forçages utilisés dans le modèle.

Après cette première étape, des simulations réalistes ont été réalisées à des résolutions allant du  $1/2^\circ$  au  $1/12^\circ$ . La circulation barotrope au  $1/12^\circ$  obtenue est très différente de la solution de Sverdrup. En effet elle présente une translation vers le nord de la circulation par rapport à Sverdrup. Cette translation induit de forts jets au nord des îles (JNC, JNV, JNF) au détriment des jets au sud (JSC, JSF). Après des comparaisons encourageantes aux données climatologiques, à celles du Glider, ainsi qu'au modèle global OCCAM au  $1/12^\circ$ , l'analyse de la circulation barotrope a été faite à l'aide d'un bilan de vortacité.

L'analyse de ce bilan a montré que la circulation océanique du Pacifique Sud-Ouest est essentiellement contrôlée par la topographie, qui est à l'origine de cette translation vers l'équateur de la circulation. En effet, bien que l'effet de stretching topographique soit grandement compensé par les effets de baroclinicité (effet JEBAR), il reste le terme dominant du budget au niveau des rides océaniques. Toutefois ces effets de baroclinicité, augmentés par l'advection (terme dominant près des îles) permettent à l'écoulement de se séparer des contours  $f/h$  en aval des îles et de s'écouler zonalement sous forme de jets. Dans les régions

de plein océan, c'est l'équilibre de Sverdrup qui est dominant. La présence de recirculations non-linéaires dans le sillage des îles a également été mise en évidence. Dans le sillage du Vanuatu, la superposition des cellules de recirculation et du courant de densité dirigé vers le sud le long de la côte est du Vanuatu explique la forme en « S » de cette recirculation, permettant alors des connections entre les eaux du JNV et du JNC.

Des tests de sensibilité à la résolution ainsi que l'étude des spectres d'énergie, montrent l'importance des processus de rectification dans la région, ainsi que leurs contributions significatives au transport des Jets. La comparaison des spectres d'énergie zonaux et méridiens, montre un flux d'énergie beaucoup plus important dans la direction zonale traduisant la forte anisotropie de la dynamique.

Ce travail a permis de confirmer et quantifier l'importance de la bathymétrie dans le conditionnement de la circulation océanique moyenne et barotrope du Pacifique Sud-Ouest. Il a été montré que ce contrôle topographique ne s'exprime qu'à partir de résolutions supérieures au  $1/4^\circ$  et que son effet s'accroît avec l'augmentation de la résolution. Il semble donc que les modèles globaux et de climat à basse résolution ne sont pas à même de modéliser correctement la circulation océanique du Pacifique Sud-Ouest, qui a pourtant une importance capitale pour comprendre et prévoir les modulations d'ENSO aux échelles décennales (cf Introduction).

Toutefois, cette étude de la dynamique du Pacifique Sud-Ouest demeure préliminaire et bien des aspects restent à explorer. Il faudrait en premier lieu, étudier la variabilité saisonnière et interannuelle de la circulation, ainsi que la structure barocline des jets et sa variabilité. D'autres aspects seraient également à développer, comme l'effet de la bathymétrie sur la direction privilégiée des rectifications. En effet, la théorie de la turbulence géostrophique prévoit une rectification dans la direction zonale, mais il est probable que ces rectifications, à l'image de la circulation se fasse parfois, sous l'influence de la bathymétrie, le long de contours  $f/h$ .



***Annexe 1 : Couvelard et al., 2008***  
***J. Phys.Oceanogr.***



# **Barotropic zonal jets induced by islands in the southwest Pacific**

Xavier Couvelard, Patrick Marchesiello<sup>1</sup>, Lionel Gourdeau, and Jerome Lefèvre

IRD, Noumea, New Caledonia

In Press, *Journal of Physical Oceanography*

Accepted on February 2008

---

<sup>1</sup> Corresponding author: IRD, BP A5, 98848 Noumea cedex, New Caledonia. Patrick.Marchesiello@ird.fr

## ABSTRACT

The oceanic circulation entering the tropical southwest Pacific (SWP) is dominated by the broad westward flow of the South Equatorial Current (SEC), forced by the trade winds. It has been argued that the numerous islands of the SWP are able to restructure the SEC into a series of deep and narrow zonal jets, which control important pathways connecting equatorial and extra-equatorial signals. The primary objective of this paper is to improve our understanding of the structure and dynamics of SWP zonal jets, giving special attention to topographic effects. Our study is based on the use of a high-resolution regional oceanic model, whose solution is compared with observations, as well as with solutions from global models and the Sverdrup relation. Our model indicates that the regional topography drives a general equatorward shift of the SEC, which is beneficial to the North Fiji, North Vanuatu and North Caledonian Jets. A depth-integrated vorticity budget shows that this topographic effect is considerably attenuated by baroclinicity and advection processes, but not to the point of total compensation as often admitted for the interior ocean. The effect of non-linear advection is to allow flow rectification of the jets fluctuations, consistent with the Rhines effect, which takes the form of zonally elongated dipole circulations in the leeward side of the islands.

## 1. Introduction

The oceanic circulation in the tropical southwest Pacific (SWP) is dominated by the broad westward flow of the South Equatorial Current (SEC), forced by the trade winds. The SEC which is the northern branch of the subtropical gyre, splits on the Australian coast to feed two western boundary currents: the southward East Australian Current (EAC) and the northward North Queensland Current (NQC). Many authors [for example Huang and Liu, 1999; Luo et al, 2003; Fukumori et al, 2004] argue that the South Pacific circulation is a crucial element of decadal changes in the equatorial ocean. In particular, it was shown by Bratcher and Giese [2002] and Giese et al [2002] that the southwest Pacific is an important pathway for connecting equatorial and extra-equatorial signals.

The SWP has one of the world's most complex bottom topography, with numerous islands, ridges and trenches (Fig. 1). This geometry is generally meridionally orientated, in contrast with the zonal large-scale flow entering the region, and the major Coral Sea islands (Fiji, Vanuatu and New Caledonia) are major obstacles to the large-scale flow. Using a global numerical model (the UK Ocean Circulation and Advanced Modelling Project, OCCAM, at  $\frac{1}{4}^\circ$  resolution), Webb (2000) shows that the islands of the SWP are able to restructure the SEC into a series of deep, narrow jets. In this model, five jets are identified (Fig. 2): the South and North Fiji Jets (hereafter SFJ and NFJ), the North Vanuatu Jet (NVJ),

and the South and North Caledonian Jets (SCJ and NCJ). However, few studies relate observational evidence of the SWP jets' existence and the most direct evidence comes from recent observations by Gourdeau et al. (2007). Using direct current measurements across the Coral Sea, they confirm the existence of deep, narrow zonal jets north of New Caledonia, and north of Vanuatu, and also show evidence of eastward branches of jet recirculation between these two main currents. Hughes (2002) provides more indirect evidence; looking at zonal anomalies of Rossby wave propagation speed in altimetry data, he finds good spatial correlation with Webb's (2000) modeled barotropic jets. On a smaller scale, using hydrographic data, Stanton et al (2001) reveal the presence of a shallow zonal jet south off Fiji (between Fiji and Kandavu) with meridional width of less than half a degree. Regional climatology, compiled from historical hydrologic data (CARS; Ridgway and Dunn 2002, 2003), also point to the presence of large-scale zonal jets in the SWP. The barotropic streamfunction constructed from this climatology shows large zonal currents altered by the presence of the islands, but the "jets" are not as clearly defined as they are in models due to the inherent smoothness of the climatology. Nevertheless, we can retain from the available observations that the SEC transport seems to occur around latitudes that are further north than predicted by coarse large-scale global models or the Sverdrup balance.

Besides from geometric effects, but on a planetary scale, the literature on deep zonal jets has emphasized the role of non-linear dynamical interactions (Nakano and Hasumi 2004, Nakano and Sugimotohara 2001, Maximenko 2005, Richards et al 2006). Recent advances in numerical model resolution have revealed the presence of fine-scale, elongated zonal currents. These zonal jets (as opposed to zonal flows forced by the wind stress curl) have been associated to the Rhines effect (Rhines, 1977) which predict the rectification of turbulent processes, creating zonally elongated structures that are typically barotropic. More precisely, geostrophic turbulence describes the baroclinic life cycle as a conversion from potential to kinetic energy which generates eddy motions (baroclinic instability), and these convert to quasi-barotropic motions which then radiate and induce jet-like large-scale circulation (Rhines, 1994). The Rhines effect predicts that the barotropic inverse energy cascade stops to form zonal flows when eddies reach a size of  $L_r = \sqrt{2U / \beta}$  (where  $U$  is the zonal velocity scale,  $\beta$  the planetary vorticity gradient and  $L_r$  is the Rhines scale). Using zonal geostrophic velocity anomalies computed from AVISO altimetry data (1992 to 2002), Maximenko (2005) has found observational evidence of alternating zonal jets in the global ocean, which are consistent with the Rhines scale. The oceanic zonal structures are often compared to similar ones observed in the atmosphere of giant planets, namely Saturn and Jupiter (Galperin et al 2004, Jones et al 2003).



However, Nakano and Hasumi (2004) show that the meridional extension of modeled zonal jets is widely dependent on the model resolution, and also suggest that topography has a stabilizing effect on these jets. In this paper, we will show that a rectification process may also occur at the regional scale and create alternating zonal jets which combine with the geometric effect.

In the SWP, the respective part of geometric and non-linear effects in the formation of zonal jets is still unknown. Furthermore, the geometric effect has so far been reduced to the island mass effect (defined here as a two-dimensional obstacle to the flow), neglecting the forcing nature of the topographic slope. In this paper, we propose a more complete exploration of the dynamical processes affecting the SWP zonal jets. We focus on the time-mean, depth-integrated flow to obtain a synthetic approach of the mechanisms in which barotropic rectification and the topography-flow interaction are simple to express. One obvious caveat of large-scale models is the poor representation of interactions between bottom topography and ocean dynamics. Minimizing this interaction leads to a solution resembling the Sverdrup solution. A primary objective of this paper is therefore to evaluate the role of topography in generating barotropic SWP jets. Our demonstration is based on the use of a high-resolution regional model of oceanic circulation (presented in section 2) whose solution (section 4) is compared with the Sverdrup circulation (developed in section 3). In section 5, our analysis uncovers a major driving effect of bottom topography associated to the slope-related stretching effect. It also reveals the role of non-linear advection on regional rectification of zonal jets.

## 2. Model description

The model employed in this study is the Regional Oceanic Modeling System (ROMS). For a complete description of the model, the reader is referred to Shchepetkin and McWilliams (2003 and 2005). ROMS is a split-explicit, free-surface and terrain-following vertical coordinate oceanic model, where short time steps are used to advance the surface elevation and barotropic momentum equation and where a much larger time step is used for temperature, salinity, and baroclinic momentum. ROMS employs a two-way time-averaging procedure for the barotropic mode which satisfies the 3D continuity equation. The specially designed predictor-corrector time-step algorithm allows a substantial increase in the permissible time-step size. The third-order, upstream-biased, dissipative advection scheme for momentum allows the generation of steep gradients, enhancing the effective resolution of the solution for a given grid size (Shchepetkin and McWilliams, 1998). For tracers, a fourth-order centered scheme is used along with geopotentially rotated hyperdiffusivity, in order to avoid excessive spurious diapycnal mixing associated with sigma coordinates. Explicit lateral viscosity is null everywhere in the model,

except in sponge layers near the open boundaries where it increases smoothly on several grid points. A K-profile parameterization (KPP) boundary layer scheme (Large et al., 1994) parameterizes the subgrid-scale vertical mixing processes.

To encompass the topographic features most relevant to our circulation study of the SWP, we have designed a rectangular grid extending from 30°S to 10°S in latitude and from 141°E to 191°E in longitude. The model grid, forcing initial and boundary conditions are built using the ROMSTOOLS package (Penven 2003). The bottom topography is derived from a 2' resolution database ETOPO2 from NOAA-NGDC. Although a new pressure gradient scheme associated to a modified equation of state limits computational errors of the pressure gradient (Shchepetkin and McWilliams, 2003), the bathymetry still needs to be smoothed, so that the “slope parameter”  $r = \Delta h / h$  (Beckman and Haidvogel 1993) is everywhere lower than 0.25. To preserve a sufficient resolution in the upper ocean, we use 35 vertical levels with stretched s-coordinates, using surface and bottom stretching parameters  $\theta_s=6$ ,  $\theta_b=0$  (Song and Haidvogel, 1994). The surface layer resolution ranges from 1.4 m to 15 m and a maximum grid size of 900 m is in the bottom layer.

The model external forcing is derived from observed and modeled climatology. At the surface, the model heat and fresh water fluxes are extracted from the COADS ocean surface monthly climatology at 1/2° resolution (Da Silva et al, 1994). The thermal feedback of the model ocean surface temperature to the surface heat flux is presented as a correction with respect to the COADS sea surface temperature as in Barnier et al. (1996). A similar correction is applied to the surface salinity flux. For momentum fluxes, a monthly mean wind stress climatology is computed and interpolated on the model grid, using the QuikSCAT satellite scatterometer data for the period 1999 to 2006, provided by CERSAT ([www.ifremer.fr/cersat/en/index.htm](http://www.ifremer.fr/cersat/en/index.htm)) on a half degree grid. At the three lateral boundaries facing the open ocean, a mixed passive-active, implicit, radiation condition connects the model solution to the surroundings (Marchesiello et al., 2001). In the case of inflow conditions, the solution at the boundary is nudged toward monthly time-averaged outputs of the ORCA05 global ocean model, which had been run on a 1/2° resolution grid for the period 1992 to 2002 (Kessler and Gourdeau, 2007; see barotropic streamfunction in Fig. 2). Forcing of inter-annual signals such as El-Nino is explicitly excluded from this study, either at the surface or lateral open boundaries. Nevertheless, intrinsic inter-annual variability is allowed to generate in the model as a result of non-linear instabilities of the large-scale circulation (Marchesiello et al., 2003). Finally, the model is initialized using January-mean values from ORCA05 climatology.

The model was run in parallel on a 10-node PC-cluster at high resolution ( $1/12^\circ$ , i.e. about 8 km) and in realistic mode using the full dynamical equations. More idealized configurations were also used, which allowed sensitivity analyses, and a direct comparison of numerical and analytical solutions for the Sverdrup problem. The resolution sensitivity (at  $1/2^\circ$ ,  $1/4^\circ$ ,  $1/6^\circ$  and  $1/12^\circ$  resolutions) serves as a measure of the convergence level of the model solution. At  $1/6^\circ$  resolution, some tests on the effect of bottom topography and non-linearity are performed using a combination of approximations (linear or non-linear, smooth or realistic topography). The spin-up time for all simulations is 3 years and statistical analyses are performed using the following seven years of model integration.

### 3. Sverdrup Dynamics

Before presenting our realistic solution, an exploration of the Sverdrup problem using both an analytic approach and the numerical model is valuable for later comparisons, and also as a cross-validation experiment.

#### 3.1. Analytical solution with Island Rule

The Sverdrup relation neither considers island mass constraints to the flow, nor western coastal boundaries. The “Island Rule” of Godfrey (1989; see also Wajsowicz, 1993 and Qiu et al, 1997) attempts to correct this problem by considering mass flux conservation across zonal sections between coastal boundaries. The mass flux imbalance between zonal sections, produced by the latitude-dependent Sverdrup transport, is compensated by the existence of western boundary currents. Continuity of these western boundary currents around islands imposes the generation of zonal jets (Qiu et al, 1997). Our method for computing the Sverdrup streamfunction, corrected by the island rule in the presence of multiple islands, is derived from Wajsowicz (1993) and the reader is referred to this article for details.

To obtain a streamfunction value on each island, several assumptions are needed. First, in order to estimate the EAC and NQC transports, Tasmania, Australia and New Papua Guinea are treated as one single island (New Zeland and the Loyalty Islands east of New Caledonia are ignored). Fiji is represented as a single island including the two main islands and ignoring the smaller ones. The Vanuatu archipelago is considered as two islands: a southern group composed of Erromango and Tanna (hereafter South Vanuatu), and a northern group composed of Efate, Malakula, Santo, Ambrym and Maewo (hereafter North Vanuatu). This configuration for Vanuatu has proven to be more realistic in

the cross-validation experiment (see section 3.2). Moreover, with these assumptions, a simple island rule is needed to obtain streamfunction values along the western boundaries of Australia, Fiji, South Vanuatu and New Caledonia; only one multiple island rule is needed, involving North Vanuatu and Fiji, to obtain a value for North Vanuatu.

The full Sverdrup solution with islands is computed using the same QuikSCAT wind stress as for the numerical model (section 2). This solution, presented in Figure 3, provides a steady, barotropic, inviscid, linear solution, assuming infinite depth bathymetry with island obstacles. The computed streamfunction value on the Australian border is -13 Sv, which is in agreement with the value of  $-16 \pm 4$  Sv obtained by Godfrey (1999) using Hellerman and Rosenstein (1983) wind climatology (by comparing solutions using winds from QuikSCAT and ERS2, we have estimated an uncertainty of  $\pm 2$  Sv). This value implies a net northward transport of 13 Sv compensating the Indonesian Throughflow. Streamfunction values for the islands are: -15 Sv for New Caledonia, -11 Sv for South Vanuatu, -4 Sv for North Vanuatu, and -7 Sv for Fiji.

In Figure 3, we see that the Sverdrup solution with island rule features all the zonal jets highlighted by Webb (2000), namely: the NFJ, SFJ, NVJ, NCJ and SCJ, and can add to this picture the presence of a weak South Vanuatu Jet (SVJ) and a Vanuatu Throughflow (VT). More precisely, the SEC first splits around Fiji to give NFJ and SFJ transports of respectively 2 and 4 Sv. The NFJ splits around North Vanuatu, contributing to the NVJ (5 Sv) in the north and the VT (4 Sv) in the south. The SFJ splits around South Vanuatu to feed the VT and a weak SVJ (2 Sv). The VT flows westward along a zonal pathway north of New Caledonia. The SVJ shifts northward on the east coast of New Caledonia, joins the VT to form the NCJ, which is the most intense jet in the region with 10 Sv. The SCJ results from direct interaction between the SEC and New Caledonia with no direct influence from the others jets; its transport is about 6 Sv. The NVJ, NCJ and SCJ are the 3 remaining jets in the Coral Sea. The NCJ is the only one which clearly results from interaction between different islands. Consequently, the SCJ and NVJ have a more diffuse zonal structure with streamlines completing them along their way to Australia. Our island rule computation (including Australia) also allows an estimate of EAC and NQC transports. The EAC transport is 22 Sv (at 26S); its main sources are the NCJ and SCJ from the East and also the subtropical gyre recirculation from the South-east. The NQC transport is 26 Sv (at 12S), its main sources are the NVJ and part of the NCJ (8 Sv) from the East and also an inflow from the northern boundary.

Qu and Lindstrom (2002) argue that the strength of the equatorward-flowing NQC critically depends on

the latitude where the SEC bifurcates at the western boundary and that the precise location of this bifurcation determines the amount of subtropical water transported to the tropics via the NQC. To evaluate the possible effect of the islands in modifying the latitude of bifurcation, a Sverdrup streamfunction was computed without consideration of the islands, with the exception of Australia. We can see by comparing Figures 3a and 3b that the islands, in particular New Caledonia, induce a northward shift of  $1^\circ$  on the bifurcation latitude but that the EAC and NQC transports do not change. The island rule can explain this result by showing that the streamfunction value on the Australian border is not changed by the presence of islands. Even if the streamlines are shifted northward by New Caledonia, it only changes the circulation pattern of the NQC around the bifurcation latitude ( $18^\circ\text{S}$ ). However, the transport of water properties may be significantly affected by the change in the position of zonal currents. It is also interesting to note that a small but non-negligible part of the jet like structures exist even without island obstacles. These structures are produced by local wind stress curl which results from island blocking effects on the trade winds (Kessler and Gourdeau, 2006).

### 3.2. Numerical Sverdrup Solution

To cross-validate the numerical and analytical models on Sverdrup theory we choose to present the  $\frac{1}{2}^\circ$  grid, flat bottom linear simulation. On the one hand, we aim to validate the model in this simple configuration, making particularly sure that the open boundary conditions are properly setup; this choice of resolution is designed to keep surface wind forcing (from the same QuikSCAT product) and grid masking as close as possible to the analytical problem. On the other hand, the comparison between the two models will act as confirmation that our computation of the Sverdrup relation with multiple islands is correct. In the numerical model, the vertically integrated speeds are derived from the ORCA05 streamfunction, which resembles the Sverdrup solution; barotropic velocities are computed for a flat bottom ocean of 3000 m depth.

In the model solution presented in figure 3c we recognize the major features of the analytical Sverdrup streamfunction (Fig. 3b). The NCJ and SCJ are well formed; their transports are respectively 10 Sv and 8 Sv, which almost match the analytical values (the SCJ is 2 Sv larger). The NVJ is very diffuse and its transport difficult to estimate; we obtain about 5 Sv as in the analytical solution. The SFJ is also comparable with 4 Sv, and the presence of the NFJ is not very clear, again as in the analytical solution. The bifurcation latitude is properly placed at  $18^\circ\text{S}$ . It leads to EAC and NQC transports of 22 Sv (at  $26^\circ\text{S}$ ) and 24 Sv (at  $12^\circ\text{S}$ ), *i.e.* very similar to their analytical values (22 Sv and 26 Sv respectively). Looking at

boundary transports, the inflows from eastern and northern boundaries resemble their analytical transport values with 26 Sv and 10 Sv; the southern boundary inflow presents a transport of 4 Sv instead of 6 Sv in the analytical solution. The overall excellent agreement between model and numerical solutions validates our choice of lateral forcing (ORCA05 transports), which will also be used in realistic simulations; at the same time the comparison confirms the adequacy of our analytical computation of the island rule.

## 4. Realistic model solution

### 4.1. Description of the barotropic flow

Figure 4 shows the barotropic streamfunction of the non-linear, realistic topography model solution at  $1/12^\circ$  resolution (obtained by inverting the Poisson equation  $\Delta\psi = \vec{k} \cdot (\nabla \times \vec{U})$  as in Penven et al., 2005). The jets characteristics (transport, size, position, and barotropic velocity) are presented in Table 1; the NCJ and NVJ are estimated at  $158^\circ\text{E}$ , SCJ at  $162^\circ\text{E}$ , SFJ and NFJ at  $173^\circ\text{E}$ . The jet size is estimated here by calculating the radial distance to the jet axis where the jet velocity is reduced to a third of that of the jet axis velocity.

While the Sverdrup solution resemble the picture given by the  $1/4^\circ$  solution of Webb (2000), *i.e.* featuring essentially the same NFJ, SFJ, NVJ, NCJ and SCJ, our realistic solution shows substantial differences. In particular, there is a general shift of the circulation, favoring a northward direction for western boundary currents along the islands associated with a preference for northern zonal jets against southern ones. Another general observation is the presence of significant recirculation jets in the leeward side of the islands.

In the Eastern part of the domain, the SEC shifts northward, apparently under the influence of the Tonga ridge. The bifurcation on Fiji neatly favors the NFJ (18 Sv) against the SFJ (9 Sv), with a strong, narrow, northward-flowing western boundary current of about 8 Sv. In turn, the major part of the NFJ feeds a northward flowing western boundary current along Vanuatu leading to the NVJ, and a weaker southward flow leading to the VT (as in the Sverdrup picture). The SFJ is driven south of the Vanuatu islands (SVJ), before turning north along the Loyalty Islands to feed the NCJ where it joins the VT and a contribution from the NVJ. The SFJ also contributes to a weak southward flow along New Caledonia; this can be recognized as the Vauban Current.

At this point, one can already note that the SCJ is particularly weak (5 Sv) and has lost its proper zonal direction. It seems that a large part of the flow is driven northward by steering of the Tonga, Lau and Loyalty ridges. West of New Caledonia and north of 18°S (New Caledonia reef limit), the NVJ and NCJ are much stronger than in the Sverdrup solution, with transports of respectively 14 Sv and 16 Sv (compared to 5 Sv and 10 Sv). The NVJ which is very diffuse in the Sverdrup solution is in the realistic solution almost as strong as the NCJ. Under the influence of the Queensland plateau, the bifurcation latitude of the NCJ remains around 18°S but occurs eastward of the plateau, not on the Australian border (as in the Sverdrup case).

In the realistic model solution, dipoles of recirculation appear in the leeward side of the major islands. They are associated with eastward counter-currents in the islands wakes, reminiscent of the counter-current observed around Hawaii (Xie et al., 2001, and Sasaki and Nonaka, 2006). This aspect of the flow is pertaining to the non-linear nature of the circulation (as will be shown in section 5), and contributes significantly to the increased transport of the jets. The recirculation cells are present leeward of each island but the characteristics vary. In the wake of Fiji, the anticyclonic, northernmost recirculation cell is weaker than its southern counterpart. The Vanuatu dipoles are more symmetrical and show a counter-current transport of up to 10 Sv at its maximum. For both Fiji and Vanuatu, the zonal extension of these cells seems to be only limited by geometry. For New Caledonia, in contrast, the wake is composed of a more meridionally elongated cyclonic circulation, compressing a weak anti-cyclonic cell against the NCJ. This behavior can be related to topographic effects by the western slope of New Caledonia and the Lord Howe rise (as will be shown in section 5).

## 4.2. Model-data Comparison

The most complete compilation of historical hydrographic data in the SWP region is the CARS climatology (Ridgway and Dunn 2002, 2003). The CARS2000 data are interpolated on a half degree grid, from the surface to 5000m, with 66 vertical levels. The barotropic streamfunction constructed from this climatology (Fig. 5) shows large zonal transports seemingly altered by the presence of the SWP islands, but the barotropic jets lack the clear definition that they have in models (there is better definition at 200 m depth, where the flow is similar in pattern to the barotropic flow as shown by Webb, 2000). From the eastern part of the domain a broad westward flow representing the SEC can be seen. Near the longitude of the Tonga ridge, the SEC shifts northward, becomes narrower, and then splits around both the Fiji and Vanuatu archipelagoes. On the Australian coast, the bifurcation latitude between EAC

and NQC is estimated in both this and our model to occur eastward of the Queensland plateau, at around 18°S. The climatology is obviously too coarse and smooth to describe the flow in details but there is clear suggestion that the largest part of the SEC is to be found north of New Caledonia, in agreement with our realistic model but in discrepancy with the Sverdrup solution and coarse global models.

The model is forced at the lateral boundaries with ORCA05 model output. However, the open boundary conditions in ROMS allow for some adjustment of boundary transports depending on the direction of propagation of the dominant waves. At the eastern and southern boundaries respectively the dominant propagation of Rossby and coastal trapped waves are directed inside the domain. In this case, the boundaries are in forcing mode and the interior domain has to adjust to the westward flowing SEC and southward flowing EAC. On the contrary, for the northern boundary, the model solution tends to be extrapolated from the interior solution, producing its own estimation of the NQC. If both direct and indirect observational estimations of EAC transports are available (for example Mata and Tomczak, 2000, and Ridgway and Dunn, 2003, giving between 20 and 30 Sv around 30°S), observations of the NQC are much scarcer. Models generally give transports between 15 and 25 Sv at 10°S (Kessler and Gourdeau, 2007) which agrees with the present computation.

Spray glider #1 was deployed on July 17 2005 during the SECALIS-3 oceanographic cruise, just offshore of Guadalcanal Island in the southern Solomon Islands (Gourdeau et al 2007). It was recovered 3 months later just outside the New Caledonian reef after covering a total distance of 1640 km. Spray is an autonomous underwater glider that cycles vertically through the water column and uses lift on wings to convert part of its vertical velocity in forward motion. It was equipped with a CTD to provide profiles of temperature and salinity for the first 600 meters of the water column. Depth-averaged velocity was derived from the difference between vehicle motions as measured by GPS fixes and the distance travelled through the water. Using both the depth averaged velocity and baroclinic geostrophic velocities computed from the glider CTD data, the first high resolution measurements of absolute velocities between New Caledonia and the Solomon islands were produced (see Gourdeau et al, 2007 for a complete description of the glider data acquisition). Here, we present a comparison between model and glider data of the averaged velocities between 0 and 600m (Fig. 6) and vertical sections of zonal velocities along the glider track (Fig. 7). The 7-year averaged model solution shows very similar patterns to the 3 month period of glider observations north of New Caledonia, suggesting that the depth-integrated flow structure in the Coral Sea is not dominated by its eddy component. Both types of data



present zonal, westward flowing jets, the NCJ and NVJ, with a transition zone where the flow can be reversed and form a counter-current. The observed jets transports, estimated by Gourdeau et al (2007), are 10 Sv and 20 Sv respectively for the NCJ and NVJ, which match almost exactly the model values. The meridional size of the jets is also in good agreement, and velocities are comparable with values near 30 cm/s in the NCJ and 15 cm/s in the NVJ, although model velocities tend to be weaker. One of the most interesting patterns is the transition zone between NCJ and NVJ. The model does a good job of reproducing the meridional extension of this transition, featuring a relatively weak mean eastward counter-flow (less than 10 cm/s) which is part of NVJ and NCJ recirculation cells. Therefore, we find in this model-data comparison a validation of the northern jets structure, including recirculation patterns. On the contrary, the southern part of the domain (south of 19°S) presents large differences at the mesoscale level, suggesting higher turbulent energy. This is consistent with analyses by Hughes (2002) of satellite altimetry variability in the SWP region, and the fact that the surface flow in the southern part of the domain opposes the jets and produces high levels of available potential energy for baroclinic instability.

We now compare ROMS mean currents (Fig. 7, middle) to the glider absolute geostrophic velocities (Fig. 7, top) in a vertical section along the glider track. The velocity field is smoother in the model but the flow structure is comparable. In particular, the NCJ is larger and weaker in ROMS than in the data, but the -10 m/s contours are very similar. Both model and data show a barotropic NCJ and more baroclinic NVJ, while the counter-current centred at 15.5°S appears more baroclinic in the observations than in the model.

In spite of the difficulty to find a set of data which is representative of the mean barotropic circulation, we feel that the model barotropic solution with its array of zonal jets is reasonably validated by our model-data comparison.

### **4.3. Comparison with global high resolution models**

In this study, we have chosen to use a terrain-following coordinate model as we are attempting to estimate the role played by the often neglected topographic steering effect. Although in recent years, great improvements have been made in controlling their numerical errors, these types of models are still mostly used on smaller, coastal problems rather than larger, regional problems. We have previously seen that the OCCAM solution at  $\frac{1}{4}^\circ$  resolution is more comparable to our low-resolution or even flat-bottom solutions, simply because the topography is not affecting the barotropic flow in a significant way. However, there is a possibility that the flow in our s-coordinate model study may be over-affected by

topography due to uncontrolled numerical errors. A comparison with other types of models (geopotential coordinate models in particular) at higher resolution, where all types of models should converge, might give us confidence that our solution is realistic. For comparison, we use here the mean barotropic solution of OCCAM global geopotential coordinate model at  $1/12^\circ$  (Lee et al., 2007). This simulation was run for model years 1988 to 1993 and presents the finest-resolution global solution available at this time. A quick validation of its water masses and circulation in the southwest Pacific has shown consistency of the OCCAM solution with large-scale data. In our model intercomparison, the barotropic streamfunction of ROMS (Fig. 4) and OCCAM (Fig. 8) have similar patterns, with westward zonal jets dominating the flow north of New Caledonia and less zonally coherent circulations south of New Caledonia. Most of the westward flow is located north of Fiji, New Caledonia and Vanuatu in both models; the jets have similar characteristics of meridional dimensions and transport.

The most important difference between ROMS and OCCAM lies in the recirculation cells in the lee of New Caledonia, Vanuatu and Fiji, and south of New Caledonia. The recirculation cells are present in OCCAM west of Vanuatu and Fiji with a north-south asymmetry that was also pinpointed in our results. However, the strength of the recirculation cells is significantly lower. In the wake of New Caledonia, the comparison is even more dramatic since OCCAM does not present any recirculation pattern at all in its mean barotropic field. Southeast of New Caledonia, OCCAM presents stronger recirculation cells than in ROMS, but the pattern of circulation in both models is much less zonally coherent in the south than in the north. In particular, both solutions show an anticyclonic trend modulating the SCJ off southwest New Caledonia that is reminiscent of the pattern seen in the CARS climatology (Fig. 5).

It is beyond the scope of this study to fully analyze the sources of difference between the two models (lateral boundary forcing, accuracy of numerical techniques, topographic representation; see Coward and de Cuevas, 2005 for a detailed description of OCCAM); but we conclude that the convergence between solutions is clear enough that the proposed ROMS simulation and its analysis are relevant to our understanding of the southwest Pacific circulation.

## 5. Analysis

The Sverdrup balance relates the wind driven meridional transport in the ocean to the local curl of the wind stress:  $\beta V = \text{curl}[\tau^w]$ , where  $\beta = \partial f / \partial y$  is the meridional variation of planetary vorticity,  $V$  is the meridional mass transport and  $\tau^w$  is the wind stress vector divided by the reference density  $\rho_0$ . The Sverdrup balance is exactly valid only over a linear, flat-bottom ocean. In reality, a topographic steering

effect exists which tends to keep potential vorticity constant. In a homogenous ocean with variable topography  $H$ , the flow tends to follow constant lines of  $f/H$ , instead of zonal  $f$  lines (in the flat bottom case). Conservation of  $f/H$  requires that a flow passing over a ridge be deflected equatorward. This simple law explains qualitatively why the SEC has a tendency to a northward drift when encountering a ridge or island on its path. However, many authors (Cane et al., 1998; Gill, 1982) argue that baroclinicity acts as a barrier to topographic steering, by strongly decreasing the bottom pressure gradients, which interacts with the topography. According to this view, the ocean interior is essentially in Sverdrup balance. We know that this proposition is not always true, particularly in areas where the barotropic component of the flow is strong, such as the Antarctic Circumpolar Current (Wells and Cuevas, 1995). In the southwest Pacific, the topography, particularly across zonal flows, is so steep and rugged that the Sverdrup balance is also *a priori* questionable. In addition, non-linear advection has often been neglected in the vorticity budget. Therefore, we present in the following section an analysis of the full depth-integrated vorticity budget, completed by a series of sensitivity experiments.

## 5.1. Depth-Integrated Vorticity Budget

First, the depth-integrated momentum Primitive Equations (with hydrostatic, Boussinesq approximations) in terms of depth-integrated velocity components ( $U, V$ ) is written as follows:

$$\begin{aligned}\frac{DU}{Dt} &= fV - gH \frac{\partial \eta}{\partial x} - \phi_x + \tau_x^w - \tau_x^b \\ \frac{DV}{Dt} &= -fU - gH \frac{\partial \eta}{\partial y} - \phi_y + \tau_y^w - \tau_y^b\end{aligned}\quad (1)$$

$$\text{where } \phi_x = \frac{g}{\rho_0} \int_{-H}^0 \left[ \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz' \right] dz \text{ and } \phi_y = \frac{g}{\rho_0} \int_{-H}^0 \left[ \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial y} dz' \right] dz$$

$\phi, \tau^w$  and  $\tau^b$  are respectively the depth-integrated pressure gradient (divided by the reference density), wind stress and bottom stress vectors. Their components in Cartesian coordinates are noted by x and y indices.  $\eta$  is surface elevation,  $\rho$  is density,  $g$  is gravity acceleration and  $H$  is bottom depth.

Cross-differentiating equations (1), we obtain the depth-integrated vorticity equation:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \beta V = \text{curl}[\tau^w] - \{gJ[\eta, H] + \text{curl}[\phi]\} - \text{curl}[Adv] - \text{curl}[\tau^b] \quad (2)$$

$$\text{where } \text{curl}[Adv] = \frac{\partial}{\partial x} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial vv}{\partial y} \right] dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial uu}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} \right] dz,$$

$J$  and  $\text{curl}$  are respectively the Jacobian and vertical curl operators. The vorticity advection term  $\text{curl}[Adv]$  is the curl of the vertically integrated momentum advection terms (written in terms of the three-

dimensional horizontal velocity  $[u, v]$ . We can group the baroclinic and barotropic pressure terms which are equal to the Bottom Pressure Torque (BPT):  $J[P_b, H] = gJ[\eta, H] + \text{curl}[\phi]$ , where  $P_b$  is the bottom pressure.

We now consider that all terms of this equation are averaged in time over a period long enough that time derivatives of time-mean quantities are zero. The remaining term on the left hand side will be called BETA and is positive when the meridional transport is positive. Each of the terms on the right hand side of (2) may be considered separately as a contribution to the mean meridional transport. These terms will be referred to as WIND CURL, BPT, ADVECTION and BOTTOM FRICTION. The last 3 terms are representing the departure from Sverdrup balance, due to topographic steering, advection and bottom friction. The advection term can be further split between turbulent and time-averaged contributions, written as functions of mean and turbulent currents (defined by  $u = \bar{u} + u'$  and  $v = \bar{v} + v'$ ):

$$\begin{aligned} \text{curl}[Adv] &= \frac{\partial}{\partial x} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}\bar{v}}{\partial y} \right] dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial \bar{u}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} \right] dz \\ &+ \frac{\partial}{\partial x} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'v'}{\partial y} \right] dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{-H}^0 \left[ \frac{\partial \bar{u}'u'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial y} \right] dz \end{aligned}$$

The last term is the part of ocean circulation variability that travels upscale to produce time-mean residual vorticity and meridional transport.

Finally, it is physically meaningful to write BPT as the sum of a topographic vortex stretching term and both geostrophic and ageostrophic corrections. To do that, we can derive, as in Mertz and Wright (1992), the equation for the rate of change of vorticity of the depth-averaged (instead of depth-integrated) flow and by comparison with equation (2), we obtain:

$$BPT = -\frac{f}{H} \left[ U \frac{\partial H}{\partial x} + V \frac{\partial H}{\partial y} \right] - H \cdot \text{curl} \left[ \frac{\phi}{H} \right] + \frac{1}{H} \left[ \frac{\partial H}{\partial y} (\tau_x^w - \tau_x^b) - \frac{\partial H}{\partial x} (\tau_y^w - \tau_y^b) \right]$$

The first term on the right hand side is the topographic vortex stretching, i.e. the stretching (or squashing) of water columns associated with the cross-isobath transport. This term (hereafter called STRETCHING) forces the flow to stay along  $f/H$  lines in the homogeneous case when no additional forcing is in action. In a stratified ocean, topographic stretching is associated with cross-isobath bottom currents, not the depth-averaged flow; the other terms account for this difference. The second term is called the Joint Effect of Baroclinicity and Relief (JEBAR) which corrects topographic steering due to baroclinicity by modifying the geostrophic flow at the bottom. The final term is an ageostrophic correction (let's call it SIT for Slope-Induced Torque) which is described in detail in Lee et al. (2001). It

expresses the role of the cross-isobath Ekman flow when transport is directed along  $f/H$  contours, and is particularly important in western boundary currents.

Numerically, the budget was computed by taking the curl of both the depth-integrated and depth-averaged terms of the momentum equations (the latter for decomposition of BPT); the momentum terms are computed and stored during the simulation so that the resulting vorticity budgets are exactly balanced. Each component of the vorticity budget is evaluated in a selection of 11 sub-domains representative of the various regimes encountered in the southwest tropical Pacific region (Fig. 9). Table 2 shows the area-averaged vorticity budget terms in each sub-domain with detailed decomposition of ADVECTION and BPT terms. The model is in quasi-equilibrium with only a small rate of change (not shown) of the mean vorticity. It can be seen that the Sverdrup balance is only dominant in areas between islands in relatively flat-bottom areas, such as WEST FIJI, CORAL SEA, LORD HOWE, and to a lesser extent the HUNTER Fracture Zone (where WIND CURL is about 20% of the leading term). The areas of TONGA, LAU, FIJI, VANUATU-CALEDONIA, EAC, NQC and QUEENSLAND PLATEAU, are all dominated by BPT or ADVECTION or a combination of both. WIND CURL in these regions is 5-10 % of the leading terms, and even more negligible in TONGA, LAU and NQC. As expected from simple potential vorticity considerations, the steep Tonga Ridge region (TONGA) drives a strong positive meridional transport due essentially to BPT. BPT is a relatively small residual of STRETCHING and JEBAR, as topographic vortex stretching is almost (but not quite) compensated by baroclinic effects. LAU presents a similar situation to TONGA, i.e. the meridionally orientated Lau Ridge drives a large equatorward transport through topographic stretching (see also Fig. 4). The Fiji Islands present a different balance where advection is dominant and allows the flow to escape the topographic slope constraint, thereby keeping a northward direction (in spite of BPT being negative as the isobaths are orientated to the southwest when following flow direction). As already noted, the wind stress curl plays a more significant role west of Fiji. It is the leading term in the north (WEST FIJI) where it drives a poleward transport, consistent with the Sverdrup calculation presented in Figure 3. However, it is interesting to note that BPT and ADVECTION reduce the effect of the WIND CURL here and give a more zonal direction to the transport than otherwise expected within the strict Sverdrup balance. In the south, around the sharp HUNTER fracture zone, the leading term is again BPT, although WIND CURL plays a significant part in augmenting the topographic effect. This zone is another significant contributor to the general equatorward transport, diverting northward some of the zonal flow entering the South Fiji Basin (east of HUNTER).

There is another type of balance in the VANUATU-CALEDONIA zone. If these two groups of islands are

globally contributing to the equatorward transport, ADVECTION is now the leading term while BPT has a negative contribution. Looking more closely by decomposing into finer sub-domains (not shown), it appears that the east side of the islands (where the flow starts interacting with topography) presents a similar balance to the Fiji case; the leading term is BPT which drives the flow equatorward. ADVECTION has strong values in places where the jets (NVJ and NCJ) separate from the northern tip of the islands, therefore, it plays an important role in separating part of the jets from the islands (as they escape  $f/H$  contour lines). Nevertheless, southward transports in the leeward side of the islands are allowed by JEBAR, which appears there as the actual topographic forcing term. JEBAR drives southward transports along the northwest side of New Caledonia, and all along western Vanuatu. In the latter case, the transport is superimposed onto the two previously mentioned recirculation cells, leading to the “S” shape of circulation which links the NVJ and NCJ (Figure 4). The necessary thermohaline forcing needed to generate this kind of southward flow is probably similar to the generation mechanism at work in the Leeuwin Current off Western Australia (McCreary et al., 1986). Density gradients are formed in the northwestern part of the islands as intense tracer advection by the jets put light tropical water masses in contact with denser subtropical Coral Sea water masses.

The area between Australia and New Caledonia is again dominated by the Sverdrup balance. To the north, in the CORAL SEA zone (excluding the Queensland Plateau) WIND CURL imposes a southward flow, while weak values of BPT and ADVECTION compensate each other. In the LORD HOWE Ridge zone to the south, the flow has a northward component which is again essentially due to WIND CURL. BPT is larger there and the flow is deflected by the Ridge, but not as much as expected. Looking at BPT components, we see a large STRETCHING value but it is almost compensated by JEBAR. This result is explained by a strong baroclinicity south of New Caledonia, where the strongest gradients between tropical and subtropical waters are observed (Ridgway and Dunn 2003). The Queensland Plateau is the last obstacle before the jets bifurcate on the Australian coast. In this zone, BPT imposes a southern flow, and then the transport is divided between NQC and EAC. The EAC balance is strongly dominated by BPT. However, one of the leading BPT components here is SIT, i.e. essentially the slope-induced bottom stress torque. The meaning of this term and its effect on subtropical western boundary currents is discussed in detail by Lee et al. (2001). To summarize, it is an ageostrophic correction to STRETCHING occurring as cross-isobath bottom Ekman currents are created by transport along isobaths. SIT appears as the leading vorticity term driving poleward flow in subtropical Western Boundary Currents, as shown by Lee et al. (2001) and confirmed here for the EAC. ADVECTION is strong locally in EAC, but local values of opposite signs tend to compensate each other in the area average. In the North Queensland Current, JEBAR is positive as in the EAC but SIT is not as strong,

which makes JEBAR the forcing term for an equatorward flow. BPT in the NQC is augmented by ADVECTION.

The separation of eddy and mean advection of vorticity shows that EDDY is no negligible part of the vorticity budget, although it remains relatively small when averaged over large areas. However, looking more closely at the budget within the recirculation cells areas (in the lee of Vanuatu, Fiji and New Caledonia), EDDY becomes the leading term (in the lee of Vanuatu and away from the coast, BETA and EDDY are an order of magnitude larger than the other terms) and confirms that these cells are strongly driven by non-linear effects. In general, the eddy term has to compete with other forces, which have been previously described. West of Vanuatu, the coastal southern transport due to JEBAR is superimposed onto the recirculation cells, giving an “S” shape to the flow; in the northwest side of New Caledonia, a similar process produces a cyclonic circulation which compresses the anticyclonic recirculation cell of the NCJ against its flanks; finally the northern recirculation cell in the wake of Fiji is undermined by the superimposition of a southern flow generated by WIND CURL.

## **5.2. Topographic sensitivity experiments**

The topographic smoothing procedure in sigma coordinate models does not necessarily mean that these models misrepresent topography-flow interactions compared to geopotential coordinate models. We can argue that it is probably the opposite, even at coarse resolution, due to proper representation of the momentum bottom boundary condition (Marchesiello et al., 1998, Penduf et al., 2002). Either bathymetry smoothing (in terrain-following coordinate models) or discretization errors (in geopotential coordinate models) leads to underestimate the control that topography can apply on the flow. This idea is mathematically expressed by the vortex stretching term in the vorticity budget being proportional to the topographic slope.

To confirm the vorticity budget results and further investigate the effect of topography on the barotropic flow, we present a series of sensitivity experiments at  $1/6^\circ$  resolution. The model bottom topography is produced with slope parameter values  $r=0.20$  (standard case) and  $r=0.15$  (smoothed topography). In the latter case, the larger scales of bathymetry remains, but the bottom slope is reduced significantly. Figure 10 shows the model solutions corresponding to the different choices of topography. The jets characteristics (transport, size, position, and barotropic velocity) are presented in Table 3 to better quantify the differences between each experiment.

The topography experiment shows that smoothing the bathymetry decreases its effect on the circulation. With  $r=0.15$ , the solution in Figure 10 resembles more the Sverdrup solution (Fig. 3). In particular, the flow is more evenly spread around the islands, due to a transport reduction of the northern jets (by 1 Sv for the NFJ and NCJ; 3 Sv for the NVJ). This gives a confirmation that the general northern shift of the SEC is largely due to topographic steering. As a corollary to the general steering effect, the topographic slope also has a tendency to trap the flow and force it to narrow down over the slope area, with its velocity increasing. With topographic smoothing, the slope area is widened and the flow becomes wider and weaker (Table 3). As a result, recirculation cells formed by non-linear rectification almost disappear in the simulation with smooth bathymetry (this is addressed in the next section).

Our results suggest that the Tonga ridge may play a significant role in the northern shift of the SEC. To further investigate this point, we have chosen in a following experiment to selectively increase topographic smoothing in the region east of Fiji (i.e., east of 180°E), where the slope parameter is set to  $r=0.05$  (to avoid strong discontinuities at 180°E, the topographies are blended between 179°E and 181°E using a simple linear function). In Fig. 10c, the streamfunction around the Tonga ridge is smoothed as expected, which affects the jets around Fiji. The SFJ is stronger than in the standard case at the expense of the NFJ which loses 2 Sv. This in turn affects the flow around New Caledonia and particularly Vanuatu (the NVJ loses 2 Sv of transport, while the SCJ gains about 1 Sv). The overall effect is similar to the smoothed topography case which tends to indicate that the Tonga ridge is indeed playing a key role in the southwest Pacific circulation. However, the absence of a strong control by the Tonga ridge is partly compensated by the bathymetry around New Caledonia and Vanuatu, which is able to re-direct part of the flow to feed the northern jets (NCJ and NVJ transports are 1 Sv larger than in the smoothed case).

## 5.4 Advection and nonlinear dynamics

In this section, the role of advection and nonlinear dynamics in driving the barotropic circulation is investigated further by simply testing the sensibility of the solutions to the presence of non-linear momentum advection. Figure 11a presents a solution of the  $1/6^\circ$  simulation in which the advection terms of the momentum equation are null. By comparing with the full solution (Fig. 10a) it becomes evident that the advection terms have a significant role in compensating topographic steering. In the linear solution, the flow is trapped more clearly by topographic slopes, including at smaller scales, giving an impression of noise. This steering effect is particularly obvious on the western side of Fiji, where



advection allows all of the NFJ to separate from the coast and continue its zonal route (Fig. 10a). This is a confirmation of the result given by the vorticity budget: topographic steering and advection terms have large regional and local values which tend to balance each other. Topographic steering is only partially attenuated by baroclinic effects, and remains a dominant term at the local and regional scale where it is balanced by advection terms. The advection process therefore provides yet another means of escaping the  $f/H$  contour lines imposed by potential vorticity conservation. This result is in fact very consistent with the vorticity budget analysis presented by Wells and Cuevas (1995) for the Antarctic Circumpolar Current, but it has never been clearly acknowledged for tropical areas of the world.

We have just described a basically linear advection process, compensating for topographic steering. The role of nonlinearity appears in a rectification process which involves the eddy advection components of the vorticity budget. The Rhines effect (Rhines, 1977, 1994) predicts a barotropic flow rectification of fluctuations due to inverse energy cascade and the beta term, which creates strong anisotropy and channels a large fraction of the eddy energy into zonal currents. Comparison between Figures 11a and 10a shows that zonally elongated recirculation cells are generated in the nonlinear case only. In Figure 10b, presenting the streamfunction difference between linear and nonlinear cases, the recirculation patterns appear as a major large-scale rectification product, particularly in the wake of Vanuatu. The rectification process tends to increase the jets transport and generates a counter flow. The size of recirculation flow off Vanuatu is consistent with the Rhines effect, and its location is characterized by a large contribution of eddy advection to the mean depth-integrated vorticity (section 5.1). However, we should keep in mind that the flow here is also strongly constrained by topography and a finer understanding of this problem will require further studies.

### 5.3. Sensitivity to model resolution

The robustness of numerical solutions requires convergence of these solutions as the resolution is increased. A usual condition for convergence is that truncation errors from discretization methods decrease with refined resolution, but other aspects have to be considered due to subgrid scale physics parameterizations. As the grid size decreases, small-scale processes (which are improperly parameterized at lower resolution) become better resolved, and may lead to changes in the equilibrium state. In addition, at the range of spatial resolution that is considered here, the topography (in particular the continental slope) often needs to be smoothed in order to keep  $\Delta h / h$  lower than the slope parameter value. Where smoothing is needed, the topographic slope (hence topographic vortex stretching) varies inversely to the spatial resolution. A natural test for the robustness of our solution is to

compare simulations at different resolutions (Table 1).

Some of the outcome from the test of resolution sensitivity can be partly anticipated, using the knowledge gained about the effects of topography and nonlinear physics. Increasing the resolution tends to produce narrower jets, which are stronger and have been shifted to a more northern position. The larger differences occur between  $\frac{1}{2}^\circ$  and  $\frac{1}{6}^\circ$  solutions where the amount of topographic smoothing changes rapidly with resolution (at  $\frac{1}{2}^\circ$ , the result is more comparable to a flat bottom solution). Dipoles of recirculation within island wakes begin to appear at  $\frac{1}{4}^\circ$  and become longer and stronger with increasing resolution. Interestingly, the largest differences occur between  $\frac{1}{6}^\circ$  and  $\frac{1}{12}^\circ$  solutions, showing that the NFJ and NCJ become much stronger in the latter case. Part of this evolution can be understood by considering the combined effects of topography and advection. At  $\frac{1}{12}^\circ$ , the topography has become steep enough in the area of Tonga and Lau ridges to divert almost all the transport towards the NFJ, producing weaker SFJ and SCJ. As the resolution increases, the topographic slope is also narrower, trapping the SEC to form stronger, narrower jets. This evolution, combined with increased nonlinear behavior leads the model to produce stronger rectified flow, augmenting the jets transport. This is particularly apparent on both sides of the NCJ, which also benefits from topographic steering of NFJ and SFJ branches.

From the above analysis, we can conclude that the combined effects of nonlinear advection and topographic steering are not completely settled and leave us to reflect to how these effects would end at even higher resolution. However, the general pattern of island-induced barotropic jets appears stable and the resolution sensitivity experiments certainly confirm the robustness of our result concerning the role of topography in generating and steering branches of the SEC and the role of nonlinear rectification in augmenting their transport.

## 6. Conclusion

In this paper, we have investigated the role of topography and advection in modifying the South Equatorial Current circulation in the southwest Pacific. The eastern Pacific (East of Tonga) is characterized by relatively smooth topography contrasting with the western Pacific's rugged and steep topography. Therefore, in the eastern Pacific, the Sverdrup balance, which assumes infinite depth bathymetry, may provide a relevant steady, barotropic, inviscid, linear solution for the SEC. However, as the flow enters the southwest Pacific region, we demonstrate in this study that the Sverdrup balance becomes only marginally valid. The barotropic flow becomes strongly affected by the topography and as a result produces narrow zonal jets that are located further north than expected by the Sverdrup theory,

even when Godfrey's island rule is included. The North Fiji, North Vanuatu and North Caledonian Jets appear as the strongest jets in the present simulations.

The island rule assumes that the closure of vorticity balance is provided only in Western Boundary Current regions by lateral friction (on the east side of islands and continents). Our study shows that the balance is more complicated. The main local depth-integrated vorticity balance throughout almost the whole region is between bottom pressure torque and advection terms which tend to cancel each other out. The BPT is itself a combination of large magnitude components of opposite signs, mainly the STRETCHING and JEBAR terms. The effect of topography is therefore considerably smoothed by baroclinicity and advection, but not to the point of total compensation as generally admitted for the interior ocean. The remaining tendency provides a strong departure from the Sverdrup balance. Another effect of non-linear advection is flow rectification of the jets fluctuations, presumably due to a 2D geostrophic inverse cascade and the beta term, which is strongest at low-latitude and therefore creates strong anisotropy, channeling a large fraction of the eddy energy into zonal currents (a process known as the Rhines effect). Here, rectification takes the form of zonally elongated dipole circulations in the leeward side of islands, and it is Vanuatu and Fiji that are mainly affected.

Our sensitivity experiments confirm the subtle relationship between slope generated effects and advection, which allows changes of dynamical regimes as resolution is increased. These experiments, together with model-data comparisons and model inter-comparisons, suggest that our regional model solution at  $1/12^\circ$  resolution is robust (despite a remaining sensitivity to resolution) and provides a strong basis to study the connectivity between equatorial and extra-equatorial regions of the South Pacific, with the goal of gaining a greater understanding of Pacific inter-annual variability modulations.

**ACKNOWLEDGEMENTS:** We appreciate financial support from the IRD (HC1065-1R065-ECEV). The PC-cluster used for the ROMS simulations was financed through IRD's scientific computing effort project SPIRALES. We thank Russ Davis for sharing the Spray glider data, William Kessler for helping with glider data processing, and Beverly de Cuevas for sharing the output from the UK Ocean Circulation and Advanced Modelling Project (OCCAM). Finally, we wish to thank Pierre Dutrieux and Christophe Menkes for useful discussions.

## REFERENCES

- Beckmann, A., and D. B. Haidvogel, 1993: Numerical simulation of flow around a tall isolated seamount. Part I: Problem formulation and model accuracy. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1737-1753.
- Bratcher, A. J., and B. S. Giese., 2002: Tropical pacific decadal variability and global warming. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi: 10.1029/2002GL015191,
- Cane, M.A., V.M. Kamenkovich, and A. Krupitsky, 1998: On the utility and disutility of JEBAR. *J. Phys. Oceanogr.*, **28**, 519-526.
- Coward, A.C. and B. A. de Cuevas, 2005: The OCCAM 66 level model: model description, physics, initial conditions and external forcing. Southampton Oceanography Centre Internal Document No. 99, 83pp.
- Da Silva, A. M., C. C. Young, and S. Levitus, 1994: Atlas of surface marine data 1994. vol. 1, Algorithms and procedures, technical report, Natl. Oceanogr. Data. Cent., Sylver, spring, Md.
- Dunn, J. R., and K. R. Ridgway, 2002: Mapping ocean properties in regions of complex topography. *Deep-Sea Res.*, **49**, 591-604.
- Fukumori, I., T. Lee, B. Cheng, and D. Menemenlis, 2004: The origin, pathway and destination of the Niño-3 region waters, *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 582-604.
- Galperin, B., H. Nakano, H. Huang, and S. Sukoriansky, 2004: The ubiquitous zonal jets in the atmospheres of giant planets and Earth's oceans. *Geophys. Res Lett.*, **31**, doi: 10.1029/2004GL019691.
- Giese, B. S., C., Urizar, and N. S., Fuckar, 2002: Southern Hemisphere Origins of the 1976 Climate Shift. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi: 10.1029/2001GL013268.
- Gill, A. E., 1982: Atmosphere-Ocean Dynamics. Academic Press, 662 pp.
- Godfrey, S. J., 1989: A sverdrup model of the depth-integrated flow for the world ocean allowing for island circulation. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, **45**, 89-112.

Gourdeau, L., W. S. Kessler, R. S. Davis, J. Sherman, C. Maes, and E. Kestenare, 2007: Zonal jets entering the Coral Sea. *J. Phys. Oceanogr.* Submitted.

Hughes, C. W., 2002: Zonal jets in and near the Coral Sea, seen by altimetry. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, 9,1330, doi: 10.1029/2001GLD014006.

Jones, C. A., J., Rotvig, and A. Abdulrahman, 2003: Multiple jets and zonal flow on Jupiter. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, doi: 10.1029/2003GL016980

Kessler, W. S., and L. Gourdeau, 2006: Wind-driven zonal jets in the South Pacific Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **333**, doi: 10.1029/2005GL025084.

Kessler, W. S., and L. Gourdeau, 2007: The annual cycle of circulation of the southwest subtropical Pacific analysed in an ocean GCM. *J. Phys. Oceanogr.* submitted.

Large, W. G., McWilliams, J.C. Doney, 1994: Oceanic vertical mixing: a review and a model with a nonlocal boundary layer paramétrisation. *Reviews of Geophysics*, **32**, 363-403.

Lee, M. M., A. C. Coward, and A. J. G. Nurser, 2001: Spurious Diapycnal Mixing of the Deep Waters in an Eddy-Permitting Global Ocean Model. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 1522-1535.

Lee M.M., A. J. G. Nurser, A. C. Coward, and B. A. de Cuevas, 2007: Eddy advective and diffusive transports of heat and salt in the Southern Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **37**, 1376-1393.

Luo, J-J., S. Masson, S. Behera, P. Delecluse, S. Gualdi, A. Navarra, T. Yamagata, 2003 : South Pacific origin of the decadal ENSO-like variation as simulated by a coupled GCM. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 24, 2250, doi: 10.1029/2003gl018649.

Marchesiello, P., J. C. McWilliams, and A. Shchepetkin., 2001 Open boundary conditions for long-term integration of regional oceanic models. *Ocean Modelling*, **3**, 1-20.

Marchesiello P., J.C. McWilliams, and A. Shchepetkin, 2003: Equilibrium structure and dynamics of the California Current System. *J. Phys. Oceanogr.*, **33**, 753-783.

Mata, M. M., M. Tomczak, S. Wijffels, J. A. Church, 2000: East Australian Current volume transports at 30oS: Estimates from the World Ocean Circulation Experiment hydrographic sections PR11/P6 and the PCM3 current meter array, *J. Geophys. Res.*, **105**, 28,509-28,526.

McCreary, J.P., S.R. Shetye, and P.K. Kundu, 1986: Thermohaline forcing of eastern boundary currents: with application to the circulation off the west coast of Australia. *J. Mar. Res.*, **44**, 71–92.

Nakano, H., and H. Hasumi, 2005: A Series of Zonal Jets Embedded in the Broad Zonal Flows in the Pacific Obtained in Eddy-Permitting Ocean General Circulation Models. *J. Phys. Oceanogr.*, **35**, 474-488.

Nakano, H., and N. Sugimotohara, 2002: A Series of Middepth Zonal Flows in the Pacific Driven by wind. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 161-176.

Penven, P., 2003: ROMSTOOLS user's guide, technical report, Inst. de Rech. pour le D  v., Paris, France. (Available at [http://brest.ird.fr/roms\\_tools](http://brest.ird.fr/roms_tools)).

Penven, P., V. Echevin, J. Pasapera, F. Colas, and J. Tam, 2005: Averaged circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru Current System: A modelling approach. *J. Geophys. Res.*, **110**, C10021, doi: 10.1029/2005JC002945.

Qiu, B., D. A. Kho, C. Lumpkin, and P. Flament, 1997: Existence and Formation Mechanism of the North Hawaiian Ridge Current. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 431-444.

Qiu, B. and S. Chen, 2004: Seasonal Modulations in the Eddy Field of the South Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, **34**, 1515-1527.

Qu, T., and E. J. Lindstrom, 2002: A climatological interpretation of the circulation in the western south pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, **32**, 2492-2508.

Read, P. L., Y. H. Yamazaki, P. D. Williams, and K. Miki-Yamazaki, 2004: Jupiter's and Saturn's convectively driven banded jets in the laboratory. *Geophys. Res. Lett.*, **31**, doi: 10.1029/2004GL020106.

Rhines, P. B., 1977: The dynamics of unsteady currents. In *The Sea*, edited by E.D. Goldberg (Wiley, New York), Vol. 6, pp 189-318.

Rhines, P. B., 1994: Jets. *Chaos*, **4**(2), 313-337.

Richard, K. J., N. A. Maximenko, F. O. Bryan, and H. Sasaki, 2006: Zonal jets in the Pacific Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, doi :10.1029/2005GL024645.

Ridgway, K. R., and J. R. Dunn, 2003: Mesoscale structure of the east Australian current system and its relationship with topography. *Progr. Oceanogr.*, **56**, 189-222.

Sasaki, H., M. Nonaka, 2006: Far-reaching Hawaiian Lee Countercurrent driven by wind-stress curl induced by warm SST band along the Current. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L13602, doi: 10.1029/2006GL026540.

Shchepetkin, A. F., and J.C. McWilliams, 1998: Quasi-monotone advection schemes based on explicit locally adaptive dissipation. *Monthly Weather Review*, **126**, 1541-1580.

Shchepetkin, A.F., and J.C. McWilliams, 2003: A method for computing horizontal pressure-gradient force in an ocean model with a non-aligned vertical coordinate. *J. Geophys. Res.*, **108**(C3), 3090, doi: 10.1029/2001JC001047.

Shchepetkin, A. F., and James. McWilliams, 2005: The regional oceanic modeling system (roms) : a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean Modelling*, **9**, 147-404.

Stanton B., D. Roemmich, and M. Kosro, 2001: A shallow zonal jet south of Fiji. *J. Phys. Oceanogr.*, **31**, 3127-3130.

Webb, D. J., 2000: Evidence for shallow zonal jets in the south equatorial current region of the southwest pacific. *J. Phys.Oceanogr.*, **30**, 706-720.

Wells, N. C., and B. A. De Cuevas, 1995: Depth-Integrated Vorticity Budget of the Southern Ocean from a general Circulation Model. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2569-2582.

Wajsowicz, R. C., 1993: The Circulation of the Depth-integrated Flow around Island with Application to the Indonesian Throughflow. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1470-1484.

Xie, S-P., W. T. Liu, Q. Liu, 2001: Far-Reaching Effects of the Hawaiian Island on the Pacific Ocean-Atmosphere System. *Science*, Vol. 202.



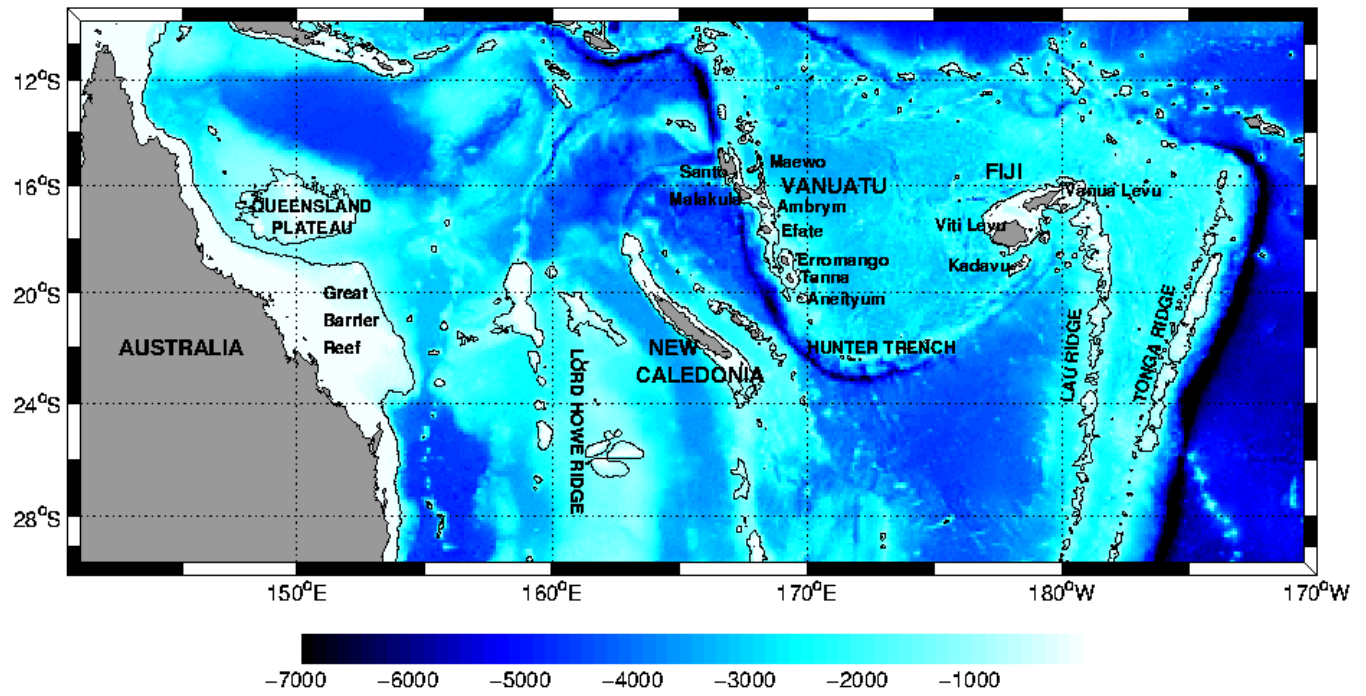


Figure 1: Geography of the southwest Pacific region. The topography is essentially steep and rugged with meridional orientation.

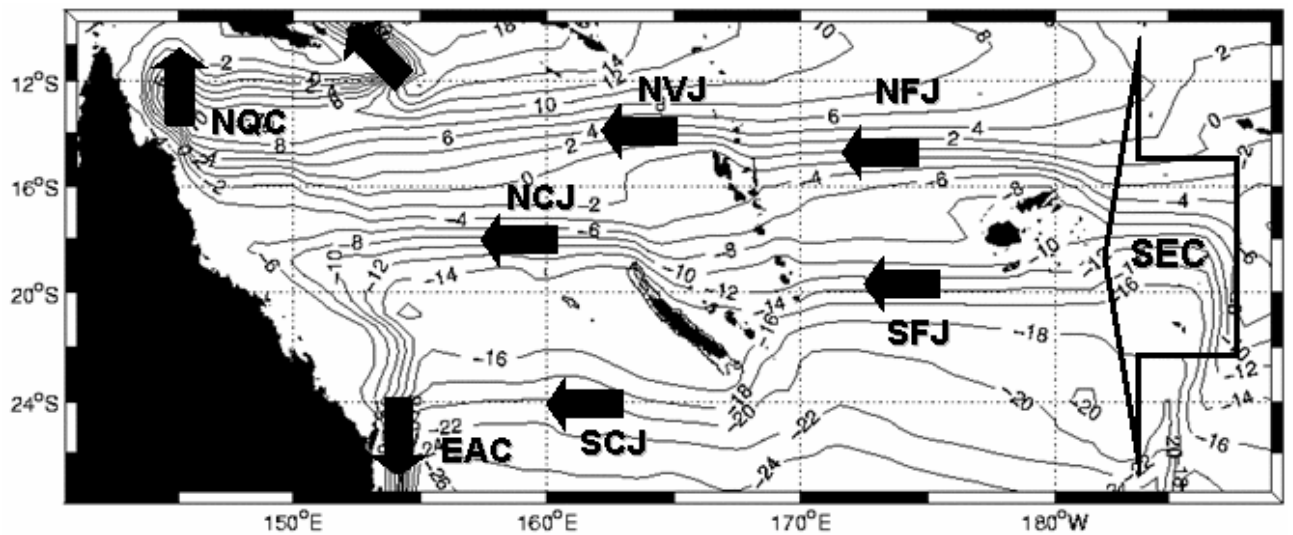


Figure 2: Barotropic streamfunction from ORCA05. The zonal jets and main currents corresponding to Webb's (2000) identification are represented, namely: the SEC, NFJ, SFJ, NVJ, NCJ, SCJ, EAC and NQC.

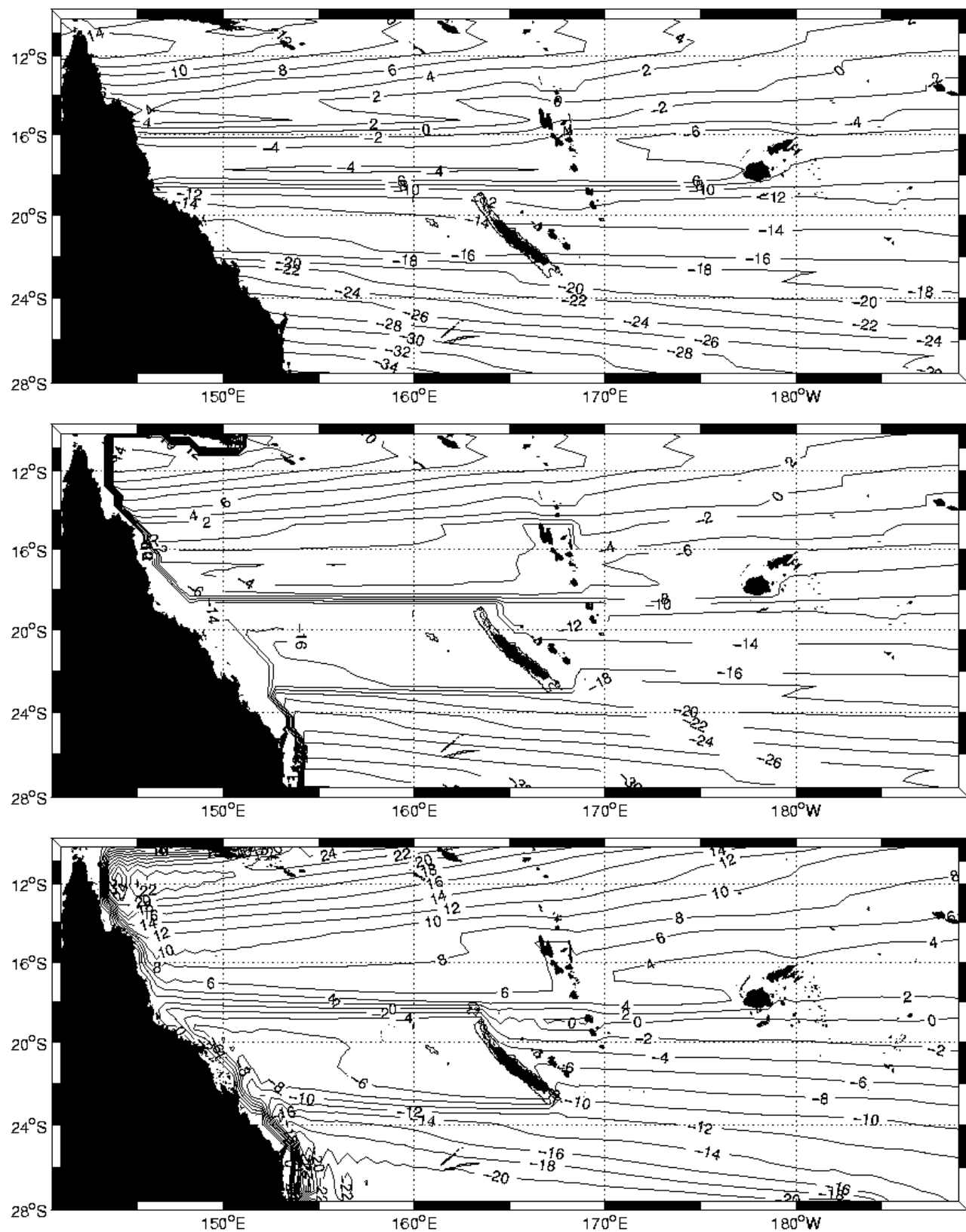


Figure 3: Sverdrup Streamfunction (Sv). Top (a): analytical solution. Middle (b): analytical solution with island rule. Bottom (c): numerical solution (ROMS flat bottom linear configuration at 0.5° resolution).

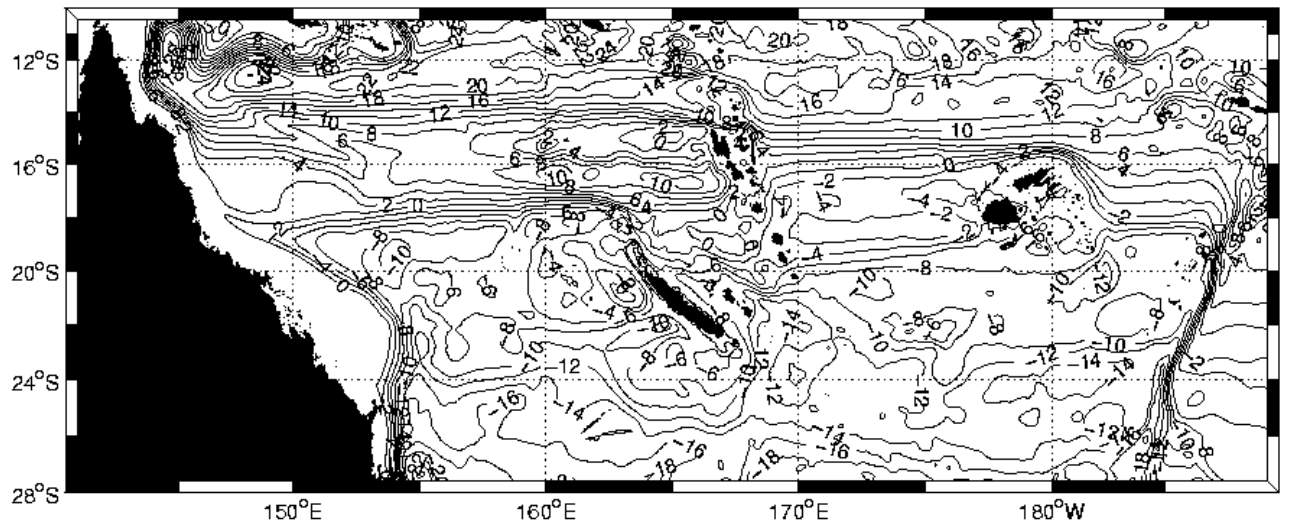


Figure 4: ROMS mean barotropic streamfunction from the realistic simulation at 1/12° grid resolution.

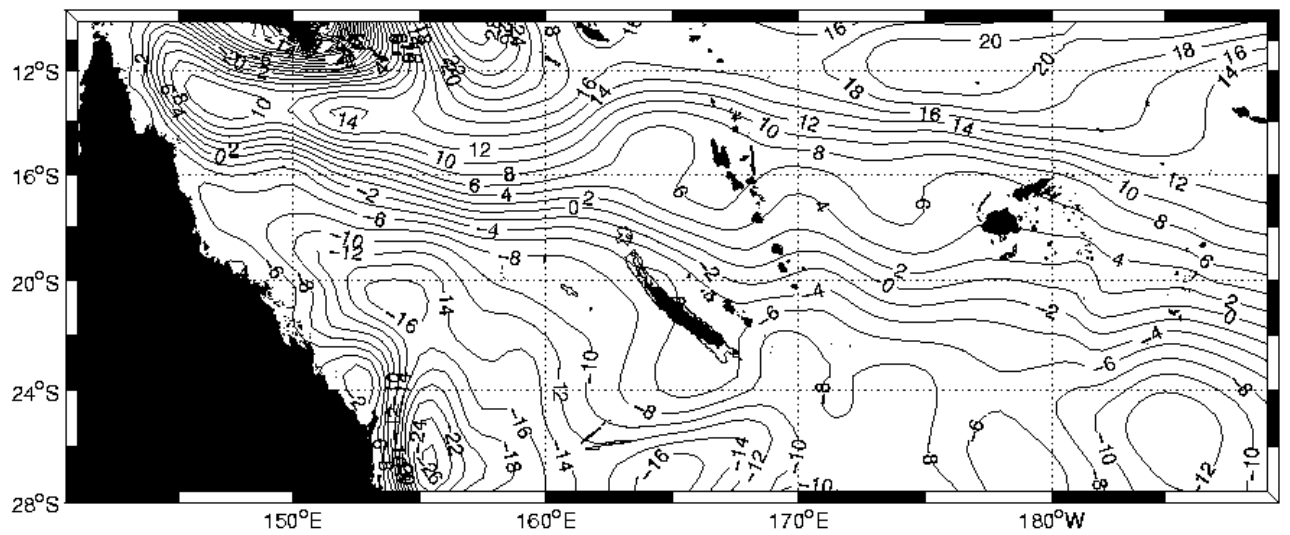


Figure 5: Top (a): Barotropic streamfunction from CARS vertically integrated geostrophic velocity relative to 2000m. Bottom (b): Velocities at 200 m.

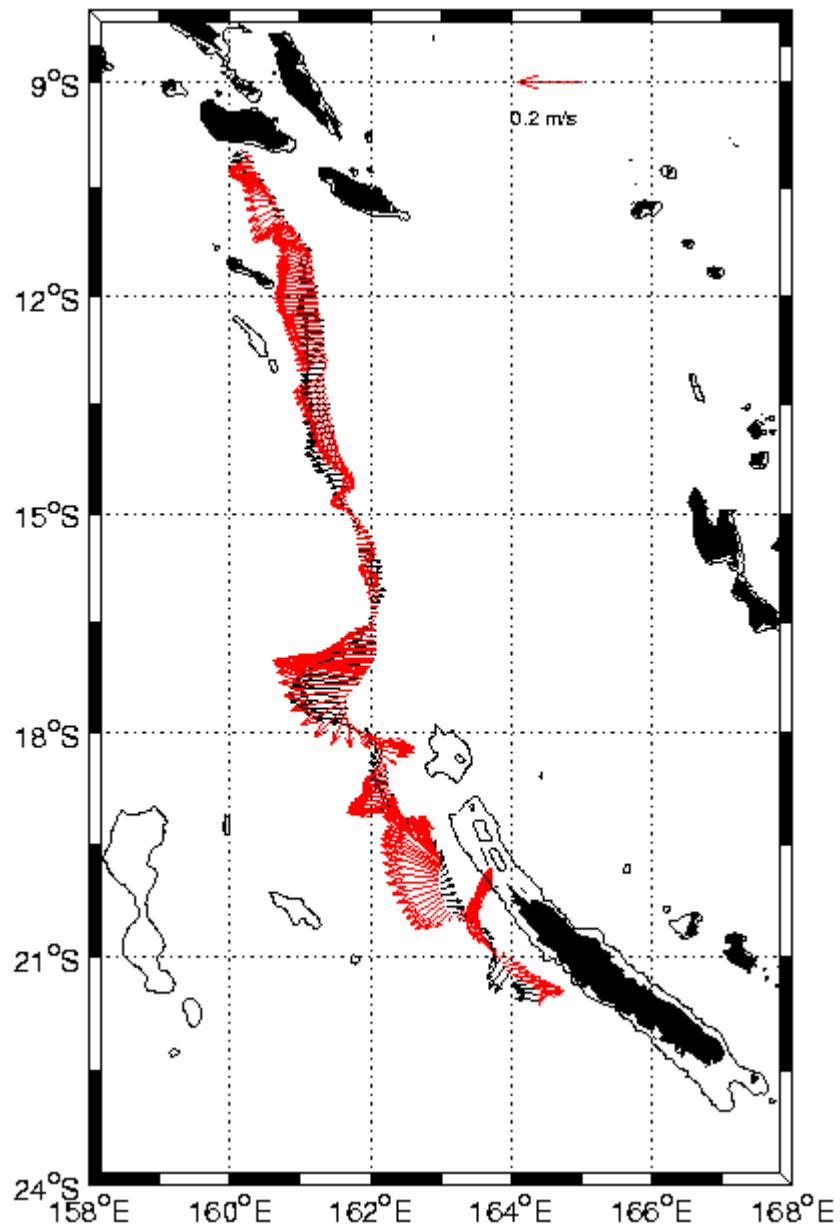


Figure 6: Velocity comparison between Spray glider data (red arrows) and ROMS output (black arrows). The velocities are depth-averaged between 0-600m along the glider track. The glider data was collected during the period July-September 2005, and have been low-pass filtered to remove the tides; the model velocities are interpolated from the 7-year averaged solution.

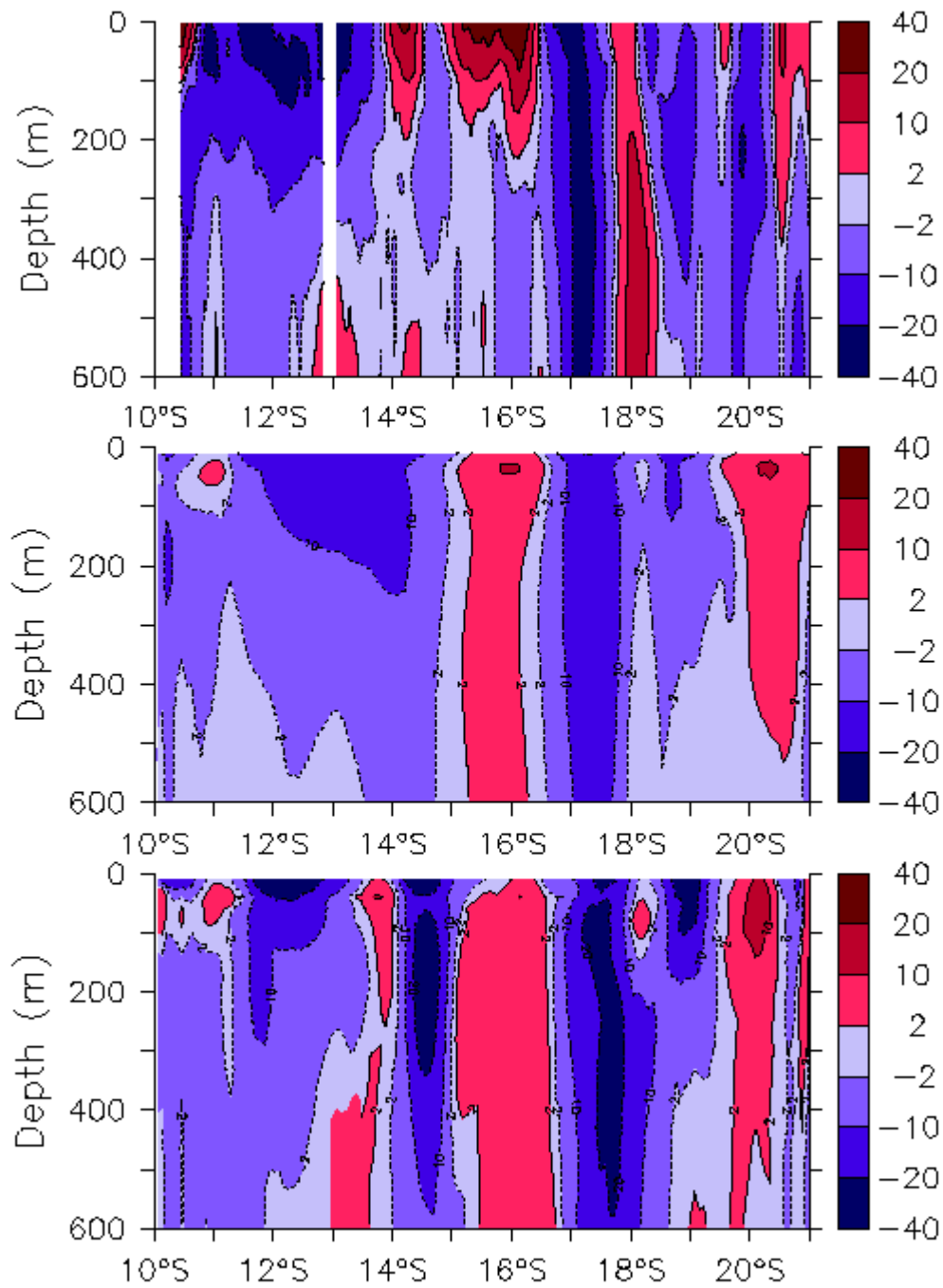


Figure 7: Top (a): Zonal absolute velocity measured along the Spray glider track deployed during July-September 2005 (Gourdeau et al 2007), Middle (b): July snapshot of ROMS zonal velocity along the glider track; Bottom (c): ROMS 5-year mean zonal velocity along the glider track.

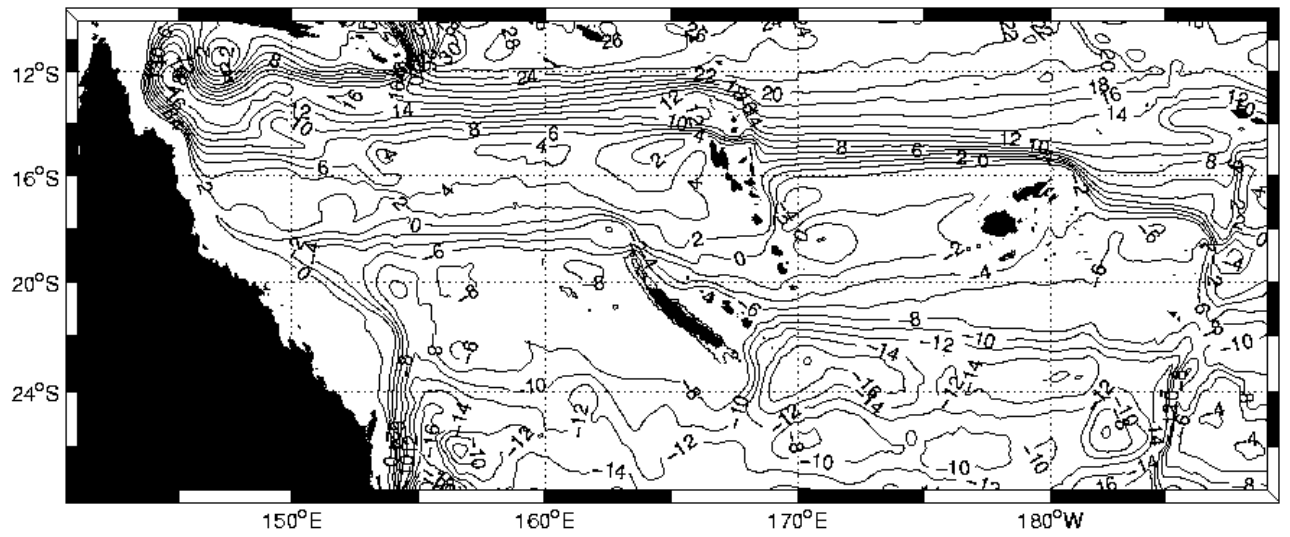


Figure 8: Mean barotropic streamfunction in the high resolution global model OCCAM (1992-2002 mean) at 1/12° resolution

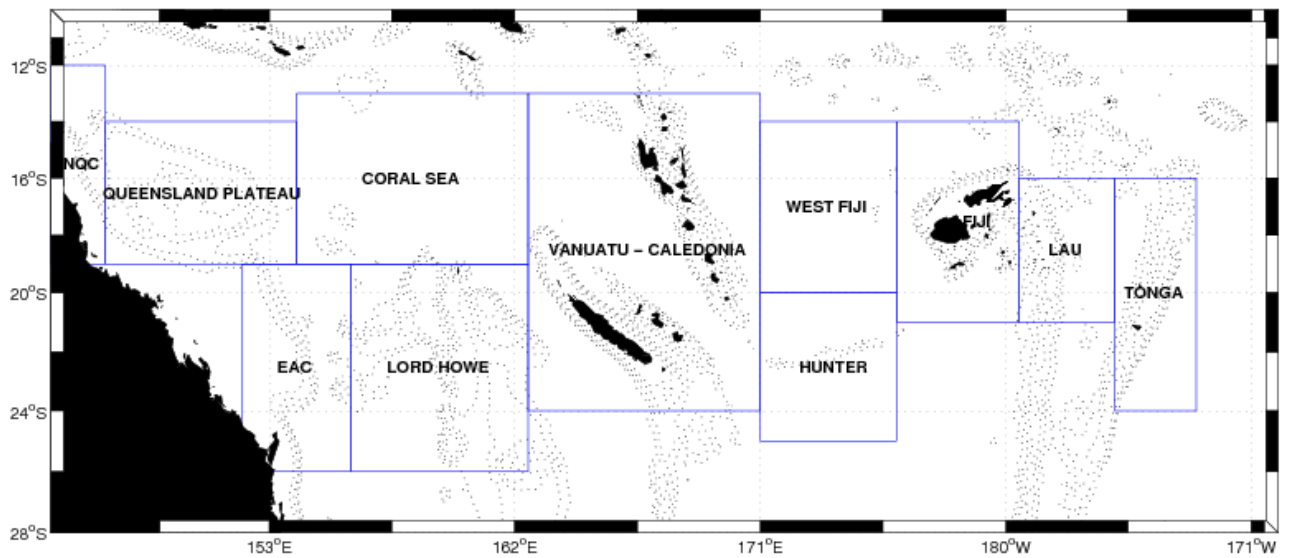


Figure 9: Domain decomposition for vorticity budget. Bathymetry is plotted in dotted lines every 500 m between 500 and 2000 m depth.

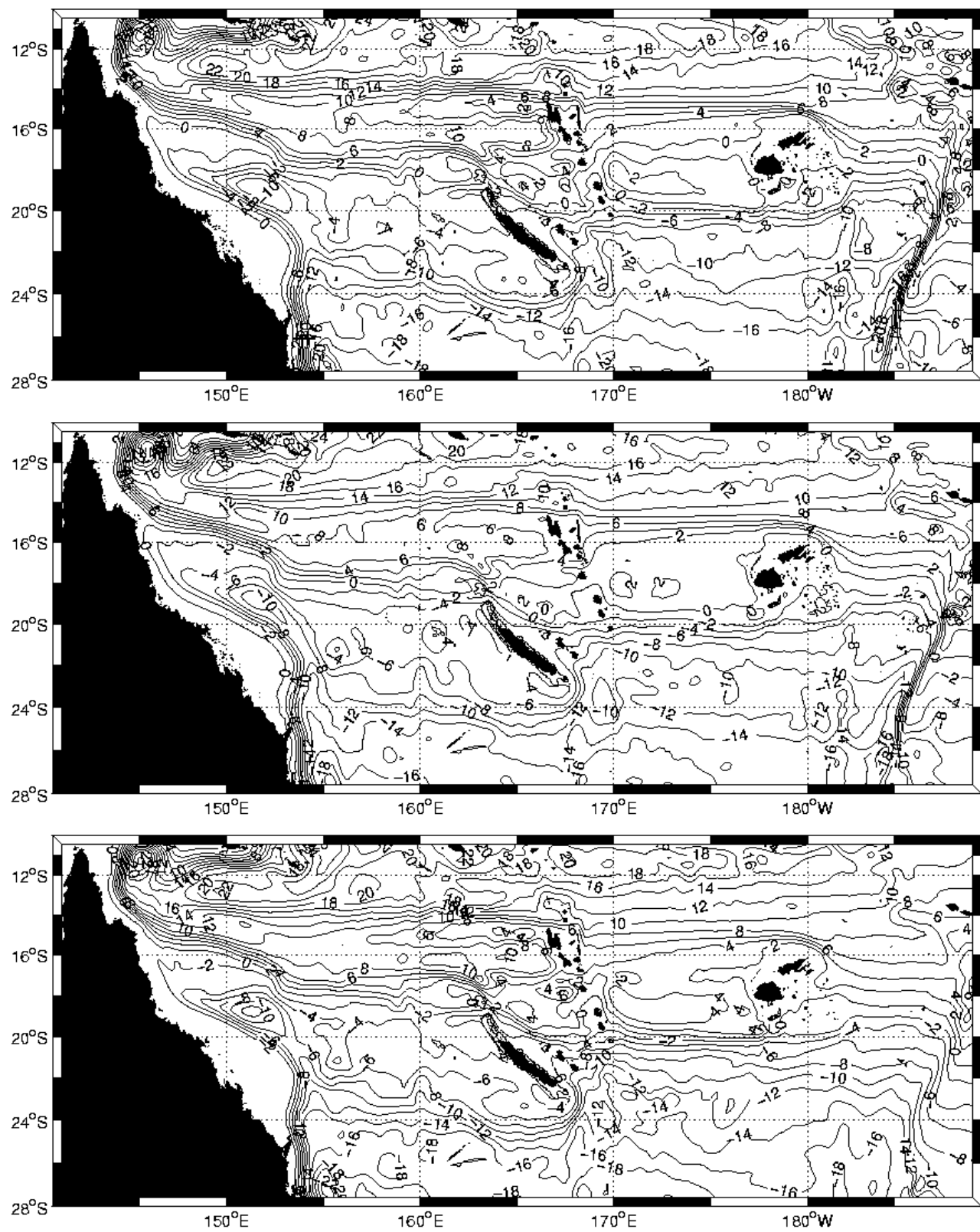


Figure 10: Barotropic streamfunction at  $1/6^\circ$ , for different smoothing, from top to bottom: (a)  $r=0.20$ , (b)  $r=0.15$ , (c)  $r=0.20/0.05$

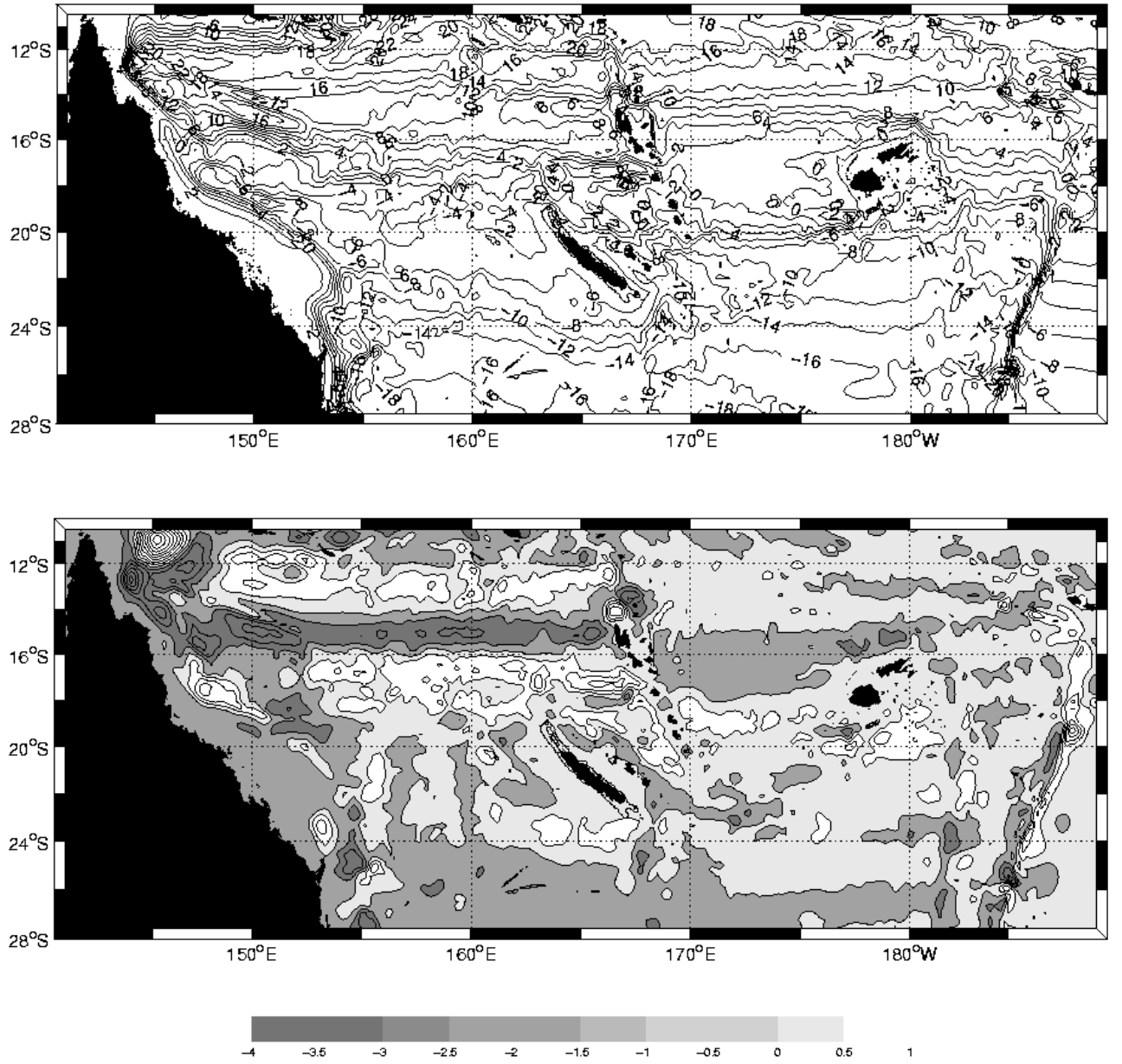


Figure 11: Top (a): linear ROMS solutions with bottom topography at 1/6° resolution. Bottom (b): difference between non-linear and linear Flat-Bottom solutions (the non-linear solution is presented in Fig. 9)

Table 1: Transport [Sv], size [degree], position [latitude of jet center], barotropic velocity  $\bar{U}_{bar}$  [cm/s]. NCJ and NVJ are estimated at 158°E, SCJ at 162°E, SFJ and NFJ at 173°E.



MODEL RESOLUTION	JETS	SCJ	NCJ	NVJ	SFJ	NFJ
1/2°	Transport	-9.5	-13.5	-6.4	-13.2	0
	Size	1.8	2.9	1.0	2.4	0
	Ubar	-3.3	-1.6	-1.8	-1.7	0
	Position	-24.0	-17.4	-13.6	-19.9	0
1/4°	Transport	-7.6	-13.8	-8.8	-12.8	-7.7
	Size	2.3	3.3	1.5	2.3	1.7
	Ubar	-2.1	-1.5	-1.6	-1.7	-1.3
	Position	-24.9	-18.1	-13.6	-20.0	-14.4
1/6°	Transport	-8.6	-11.0	-13.5	-11.7	-11.3
	Size	1.8	1.9	2.1	2.2	2.1
	Ubar	-3.2	-1.6	-1.7	-1.6	-1.6
	Position	-24.0	-17.4	-14.0	-20.3	-14.6:
1/12°	Transport	-5.5	-16.4	-14.1	-9.3	-17.6
	Size	2.6	1.9	1.9	1.8	3.6
	Ubar	-1.4	-2.0	-1.8	-1.6	-1.6
	Position	-23.8	-17.5	-14.0	-19.6	-15.4

Table 2: Area averaged vorticity components, defined in equation (2). The scale factor is  $1.10^{12}$  (units are  $\text{m/s}^2$ )

Vorticity Terms	Tonga	Lau	Fiji	West Fiji	Hunter	Vanuatu Cale- donia	Coral Sea	Lord Howe	Queens- land Plateau	EAC	NQC
BETA	654	154	68	-15	103	100	-29	54	-39	-470	353
WIND CURL	5	-4	-7	-40	24	-12	-27	50	-4	42	-8
B. FRICTION	-23	8	9	-2	7	1	-4	2	4	27	20
BPT	689	174	-95	14	72	-111	-8	14	-64	-541	264
ADVECTION	-18	-23	161	12	-1	222	10	-11	26	4	79
ADVECTION											
Mean	1	-20	138	26	12	198	1	1	-11	0	104
Eddy	-19	-3	24	-13	-13	23	9	-12	37	4	-24
BPT											
Stretching	3268	461	-919	-252	641	498	-197	-967	2775	-589	-2706
JEBAR	-2649	-385	747	265	-688	-612	249	965	-2241	1159	3095
SIT	70	98	77	1	118	3	-61	16	-596	-1110	-125

Table 3: Jets characteristic for various topography smoothing at  $1/6^\circ$  resolution:  $r=0.20$  (standard topography);  $r=0.15$  (smoothed topography); smoothed Tonga ( $r=0.20$  West of  $180^\circ\text{E}$  and  $r=0.05$  East of  $180^\circ\text{E}$ ). Jets characteristics are: transport [Sv], size [degree], position [latitude of jet center], and barotropic velocity  $\bar{U}$  [cm/s]. NCJ and NVJ are estimated at  $158^\circ\text{E}$ , SCJ at  $162^\circ\text{E}$ , SFJ and NFJ at  $173^\circ\text{E}$ .

TOPOGRAPHY SMOOTHING	JETS	SCJ	NCJ	NVJ	SFJ	NFJ
$r=0.20$	Transport	-8.6	-11.0	-13.5	-11.7	-11.3
	Size	1.8	1.9	2.1	2.2	2.1
	$\bar{U}$	-3.2	-1.6	-1.7	-1.6	-1.6
	Position	-24.0	-17.4	-14.0	-20.3	-14.6:
$r=0.15$	Transport	-7.7	-10.3	-10.3	-11.2	-10.1
	Size	1.8	2.4	2.4	2.7	2.3
	$\bar{U}$	-2.9	-1.3	-1.2	-1.3	-1.3
	Position	-24.0	17.8	-13.8	20.3	-14.7
Smoothed Tonga ( $r=0.05$ )	Transport	-9.4	-11.3	-11.6	-14.2	-9.3
	Size	1.8	2.1	2.1	2.3	2.9
	$\bar{U}$	-3.4	-1.5	-1.4	-1.8	-0.9
	Position	-24.7	-17.5	-13.9	-20.3	-15.0



***Annexe 2 : Maes et al.2007. Geophys. Res. Lett.***



## What are the origins of the Antarctic Intermediate Waters transported by the North Caledonian Jet?

Christophe Maes,<sup>1</sup> Lionel Gourdeau,<sup>1</sup> Xavier Couvelard,<sup>1</sup> and Alexandre Ganachaud<sup>1</sup>

Received 31 July 2007; revised 10 September 2007; accepted 8 October 2007; published 10 November 2007.

[1] The trajectories of several Argo floats are studied to investigate the mid-depth circulation in the southwest Pacific that coincides with the spreading of the Antarctic Intermediate Waters (AAIW). Before entering the Coral Sea, the floats converge and join the North Caledonian Jet (NCJ) south of 15°S. These observations suggest that the waters transported by this jet do not have a unique source. Hydrologic parameters and oxygen concentration confirm that the characteristics of the AAIW in the NCJ result from a convergence and a mixing of waters from the northern limb of the subtropical gyre and from the south-eastern New Caledonian region. The northern contribution is associated with the watermasses transported by the North Vanuatu jet that re-circulate in the region between the D'Entrecasteaux reefs and the Vanuatu archipelago. It is shown that such complex dynamical features could be reproduced by numerical models when their horizontal resolution is sufficiently high.

Citation: Maes, C., L. Gourdeau, X. Couvelard, and A. Ganachaud (2007), What are the origins of the Antarctic Intermediate Waters transported by the North Caledonian Jet?, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L21608, doi:10.1029/2007GL031546.

### 1. Introduction

<sup>1</sup>Laboratoire d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales, Institut de Recherche pour le Développement, Nouméa,

[2] Intermediate ocean waters from about 500 to 2000 meters depth play a primary role in regulating long-term ocean climate variations. The circulation of intermediate waters represents a substantial component of the poleward oceanic heat transport [Talley, 2003; Ganachaud, 2003]. These water masses are also involved in the penetration of nutrients into the lower thermocline affecting the biological productivity at low latitudes [Sarmiento et al., 2003] and in the transport of anthropogenic CO<sub>2</sub> into the deep ocean [Sabine et al., 2004].

[3] In the South Pacific Ocean, the most important component of the intermediate waters is the Antarctic Intermediate Waters (AAIW), which is the result of the confluence of waters formed near the Antarctic convergence and near the southeast corner of the Pacific basin. These waters are characterized by a minimum in salinity and a high concentration of oxygen. Once formed these waters spread throughout the subtropical gyre toward the southwestern Pacific Ocean [Reid, 1997;

Qu and Lindstrom, 2002, 2004]. They reach the equatorial band and the North Pacific Ocean mainly through the Solomon Sea and the Coral Sea [Zenk et al., 2005]. This broad picture of the AAIW, spreading into the South Pacific, is well established from the analysis of hydrological profiles.

[4] It is well known that the South Equatorial

Current (SEC) divides into jets when it encounters the complex topography of the southwest Pacific [Sokolov and Rintoul, 2000; Webb, 2000] and, recently, direct velocity measurements deduced from the displacements of an autonomous glider have provided the basis for a regional description of the jets and meso-scale eddies between Guadalcanal and New Caledonia in the top 600 m depth [Gourdeau et al., 2007a]. These observations have also shown that the mass transports of the North Vanuatu Jet (NVJ), near 14°S, and of the North Caledonian Jet (NCJ), near 17°S are stronger than the climatological estimates derived from geostrophy. There is also recent evidence that the NCJ could extend downward as deep as 1000 m. In this case the evidence comes from the trajectory of one neutrally buoyant float that was deployed at 165°E a few months before the passage of the glider and that was subsequently carried by the NCJ into the Coral Sea. These recent observations suggest that the NCJ plays a role well below the thermocline and is involved in the spreading of the AAIW.

[5] As part of the international Argo program, ten autonomous floats have been deployed during the Frontalis-3 oceanographic cruise in April–May 2005 along 165°E between 19°S and 10°S [Maes et al., 2006]. The study of the trajectory of these floats at their parking depth of 1000 m is particularly revealing of the mid-depth circulation that coincides with the AAIW entering the Coral Sea. South of 15°S all of floats are caught up in the NCJ before reaching the Coral Sea. It shows that the origin of the waters transported by the NCJ does not have a unique source in the southeast New Caledonian region. To investigate the origins of the water masses that feed this jet, the trajectory of all Argo floats in the southwest Pacific region will be also used. A goal of this study is to extend the scale

of the work of Gourdeau et al. [2007a] both in the vertical and over the wider region between New Caledonia and the Vanuatu archipelago. The focus will be on the multiple pathways of the AAIW as it feeds the NCJ and, ultimately, the Coral Sea.

## 2. Observations and Numerical Model

[6] Both the trajectories and the temperature and salinity profiles of the Argo floats are used hereafter. The region of interest is the southwest Pacific Ocean between 10°–25°S and 150°–175°E. These data have been obtained from the CORIOLIS global data assembly centre ([www.coriolis.eu.org](http://www.coriolis.eu.org)). Only the positions at the time of submergence and the time of resurfacing of the floats are used to compute trajectories at the parking depth near 1000 m. The data from any float that could not achieve this parking depth are simply discarded. Due to the small number of floats in this region (less than 20), an estimate of an absolute current reference level as described by Davis [2005] was not attempted. Only a qualitative description of the raw trajectories at the regional scale will be made. The accuracy of the temperature and salinity profiles from the Argo floats is better than 0.05°C in temperature and 0.02 in salinity between the 900 and 1100 m depth when comparing them with the few available Conductivity-Temperature-Depth profiles compiled by Boyer et al. [2006]. We also use observations of the dissolved oxygen concentration as reported from two oceanographic cruises. The first cruise followed the P21 WOCE track [Tsimplis et al., 1998] which crosses the region between 20°S–164.5°E and 18°S–169°E. The second cruise was the third of a series to document the circulation of the region as part of the Secalis program of the IRD centre of Noume'a [Gourdeau et al., 2007b]. The accuracy of the oxygen data is found to be of 1.5  $\mu\text{mol/kg}$  or better.

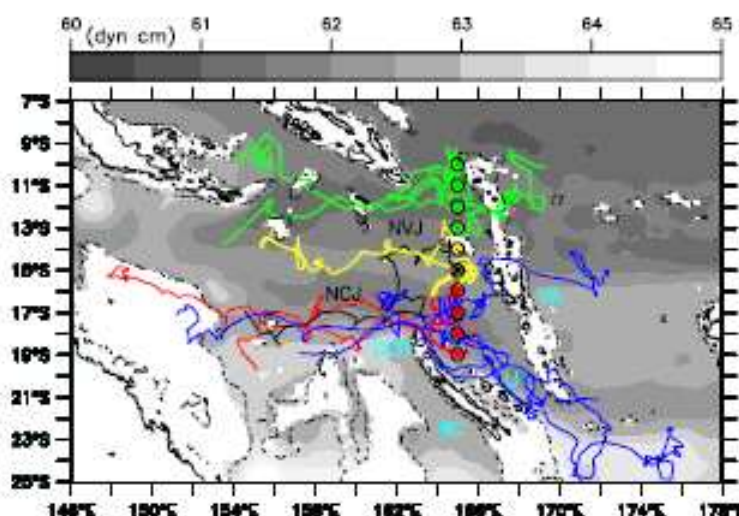


Figure 1. Trajectories of the Argo autonomous floats at their parking depth, i.e., near the 1000 m depth. The stars circled in black indicate the initial positions of the floats deployed during the Frontalis-3 oceanographic cruise in April 2005. The other floats considered in this study are represented by the blue lines (released in the eastern part of the region). The background field represents the mean dynamic height (in dyn. cm.) between 1000 db and the 2000 db reference as simulated by the 1/12\_ horizontal resolution OCCAM model. The dashed line represents the 2000 m isobath. NC, LI, VA, and DER stand for New Caledonia, Loyaute' Islands, Vanuatu Archipelago and D'Entrecasteaux Reefs. The averaged positions of the NCJ and NVJ are also indicated.

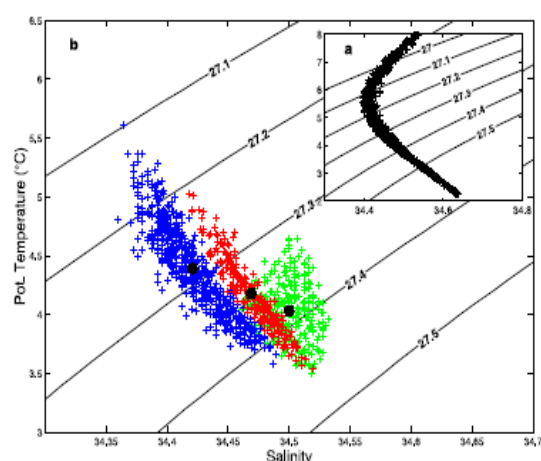
[7] In order to investigate the mean circulation near the NCJ bifurcation, we also used the results of the OCCAM general circulation model [Webb, 2000]. Results from two experiments, one with a horizontal resolution of 1/4\_ and the other with a resolution of 1/12\_ are considered. In both case, the model has 66 levels in the vertical with a resolution of 5 m near the surface of the ocean increasing downward to 200 m depth. Details of the model configuration are described by Lee et al. [2007]. The 1/4\_ experiment covered the period 1985 – 2004 and the 1/12\_ experiment covered the period 1988–2002.

### 3. Results

[8] During the Frontalis-3 cruise in April 2005, ten autonomous floats were deployed along 165\_E between 19\_S and 10\_S. Figure 1 shows the

trajectory of the floats by the end of May 2007 after two years at sea (only the Argo float 5900918 failed prior to this time in early March, 2007). With one exception, all the floats have been transported into the Coral Sea, while some of the northern floats have gone even farther into the Solomon Sea. While most of the trajectories exhibit some eddy noise and small scale variability, the predominant zonal direction of the flow entering the Coral Sea is obvious. This feature is clearly consistent with the mean circulation patterns that have been previously discussed. It is also interesting to note that the spread of the floats is not uniform but, after a period of approximately 6 months, the floats are concentrated either in the NVJ or in the NCJ. As also depicted by Gourdeau et al. [2007a] the latitudinal structure reveals a narrow and intense





NCJ in contrast with a broad and weak NVJ. These jets may be clearly associated with the meridional Figure 2. Relation between the potential temperature and salinity of (a) the intermediate water mass transported by the NCJ in the region (17°–18°S; 164°–158°E) and (b) the water masses between the 900 and 1100 m depths for the different regions (see the text for their definitions). The blue symbols represent the data in the southeast region, the green ones are for the region of the NVJ, and the red symbols are for the region of the NCJ. In the middle of each cloud of point, the black circles represent the average conditions, respectively. The solid lines denote the isopycnal surfaces.

gradients in the mean dynamic height between the 1000 and 2000 db pressure levels as simulated by the OCCAM model at the 1/12° resolution. Another striking point regards the origins of the floats that are transported by the NCJ; between 19°S and 16°S all the floats deployed along 165°E have converged toward the northern tip of the D'Entrecasteaux reefs before entering the Coral Sea via the NCJ. Even the Argo float (WMO id 5900915) deployed at 15°S (black line in Figure 1) is finally transported by this jet and this particular case will be discussed later.

[9] The latter point concerning the origins of the

water masses transported by the NCJ requires further comment as it is often assumed that the main pathway of the water between the New Caledonia and the Vanuatu archipelago is from the south-east. To complement the set of floats deployed in 2005, we also considered other Argo floats that cross the section along 167°E between 17°S and 18°S. Their trajectories are represented by the blue lines in Figure 1. As expected most of these floats are coming from the southeast corner of the region and they transit into the Coral Sea via the NCJ after either closely rounding the coastal reefs once the Loyaute' Islands have been cleared, or crossing the open ocean between New Caledonia and the Vanuatu archipelago. One float suggests, however, a northern pathway that may be extended toward the east, at least to around 15°S–174°E. In this case, the waters following this route to the NCJ could be derived from the bifurcation of the SEC around the northern tip of the Fiji islands.

[10] Figure 2a shows the potential Temperature-Salinity (T-S) diagram at the level of intermediate waters and representative of the waters transported by the NCJ. All the profiles from Argo floats within in the region between 17° and 18°S ranging from 164° to 158°E are shown. The tight distribution of the values indicates that a single water mass has been sampled. These layers are characterized by a salinity minimum around 34.40 on the isopycnal standard definition of the AAIW in this region [Qu and Lindstrom, 2002]. Near the parking depth of the Argo floats, between the 900 and 1100 m, the density is between 27.3 and 27.4 kg/m<sup>3</sup> and, in consequence, the trajectories of the floats shown in Figure 1 are representative of the lower part of the AAIW. At these depths, Figure 2b shows the T-S diagrams for three different regions: the region of the NCJ (17°–18°S; 164°–158°E), the south-

eastern Pacific Ocean (20\_–23\_S; 169\_–178\_E) and the waters of the NVJ originating east of the Vanuatu archipelago (13\_–15\_S; 167\_–174\_E). The two latter regions are crossed by the blue float trajectories before entering the Coral Sea (Figure 1). In each region, there are between 250 and 650 temperature and salinity data points. The potential temperature ranges between 3.5\_ and 5\_C for these three water masses. More interestingly, the water mass from the eastern NVJ-region exhibits the largest salinity values and the least distinct salinity minimum of the three regions. The fresher waters are found to originate in the south-east corner of the region with a minimum that is slightly lower than 34.40 in salinity. This latter value is consistent with the climatology of the region. Figure 2b clearly shows that the T-S characteristics of the NCJ-region lie between those of the NVJ-region and the south-eastern Pacific, suggesting that the waters transported into the Coral Sea by the NCJ result from the mixing of waters from the two other regions. The observed change of density between these waters masses is small, typically less than 0.1, consistent with limited mixing across isopycnal surfaces. If we consider only these two sources of water and if we assume that mixing occurs in T-S space, i.e., along the line passing through the black circles in Figure 2b, then the waters from the NVJ make up a larger proportion of the NCJ waters than waters from the south-east region. This result is not supported by other analyses and climatology using passive tracers such as the oxygen concentration [Qu and Lindstrom, 2002, 2004], and prompted us to consider other evidence for the influence of an eastern NVJ source on the NCJ. Looking back at Figure 1, the trajectory of the Argo float 5900915 (in black), originating in the NVJ, shows a complex re-circulation pattern in the region between the New

Caledonia and the Vanuatu archipelago before joining the NCJ.

[11] To differentiate between water masses in the region between New Caledonia and the Vanuatu archipelago, we consider variations in the oxygen concentration in the expectation that it is a more sensitive indicator than variations in temperature or salinity. When the intermediate waters are formed in contact with the atmosphere, their concentration in oxygen is high. Once these water masses have been subducted, their O<sub>2</sub> concentration will decrease as they spread toward the western Pacific. Table 1 lists intermediate water characteristics for pairs of stations in the NCJ region for two oceanographic cruises, the P21 and the Secalis-3.

**Table 1.** Positions, Temperature, Salinity, and O<sub>2</sub> Concentrations Between the 900 and 1100 m Depth for Different Stations of the P21 Section and of the Secalis-3 Oceanographic Cruise<sup>a</sup>

	Position,	Pot. Temp.	Salinity	O <sub>2</sub>
	°S,°E	°C		umol/kg
Secalis-3 (2)	18.05/163.2	4.31	34.45	169.4
Secalis-3 (28)	20.83/166.9	4.56	34.44	175.8
P21 (249)	19.38/165.7	4.06	34.47	167.2
P21 (254)	19.91/164.4	4.34	34.45	173.0

<sup>a</sup>In the first column, the number in brackets denotes the number of the station.

For both cruises the more southerly station has a higher O<sub>2</sub> concentration by about 6 umol/kg, suggesting that the waters sampled at the southern stations have travelled a shorter distance from their source than those at the northern stations. Nevertheless, these stations are not widely separated leading us to suggest that the longer path of the waters at the northern stations enters the

region from the east through the Vanuatu archipelago following a trajectory similar to that of Argo float 5900915.

[12] The float trajectories and station data provide strong circumstantial evidence for the idea that it is the complex circulation and the mixing of water masses in the region between New Caledonia and the Vanuatu archipelago that establish characteristics of the NCJ as it enters the Coral Sea. We turn next to a dynamical model for further support of this idea. Figure 3 shows the mean circulation at the 1000 m depth from the OCCAM model at both the 1/4\_ and the 1/12\_ horizontal resolution. The main jets are simulated in both experiments and the total mass transport of the jets agrees within a 20% between the two experiments. The T-S characteristics of these two experiments (not shown) are consistent with the Argo data displayed in Figure 2. In both experiments the general layout of the jets is similar: the NVJ results from the splitting of the SEC on the Vanuatu archipelago (between 14° and 16°S) whereas the NCJ is mainly fed by a southern limb of the SEC. Note that, at the 1000 m depth, no current in either experiment crosses the Vanuatu ridge. The simulation at the 1/12\_ resolution exhibits small scale variability and stronger currents. Another important difference occurs in the re-circulation of the flow in the lee of the Vanuatu archipelago. The 1/4\_ simulation shows a re-circulation of the NVJ from the Coral Sea (near 16°S) and this flow turns southward near 164°E toward the Loyaute´ ridge with little or no eastward penetration toward the coasts of the Vanuatu archipelago. In the simulation at the 1/12\_ resolution this re-circulation cell is stronger and located slightly northward. More importantly, it divides north of New Caledonia with the larger component extending to the east reaching

the northern tip of Santo Island before to re-circulating toward the eastern edge of New Caledonia. The re-circulations of the NVJ jets in these model experiments are qualitatively consistent with several trajectories of the Argo floats as shown in Figure 1. These re-circulations also support the idea that water masses transported by the NVJ play a role in determining the water mass characteristics of the NCJ.

#### 4. Discussion and Summary

[13] An examination of the mid-depth circulation through the trajectories of several Argo autonomous floats confirms that the NVJ and the NCJ are the main elements of the inflow to the Coral Sea in the southwest Pacific Ocean. The NCJ appears as a narrow flow at the northern tip of the D'Entrecasteaux reefs of New Caledonia transporting different proportions of AAIW. These jets have been associated until now with the main thermocline but the evidence of the trajectories suggests they extend into the lower part of the thermocline. The result extends the recent work of Gourdeau et al. [2007a] that depicts the NCJ as a very thin jet characterized by high velocity and little shear in the top 600 m depth of the water column. In the density range of the AAIW, characteristics of the water masses indicate that the NCJ participates in spreading these waters in the deep part of the thermocline toward the southwest Pacific. These results are consistent with the fact that the wind-driven circulation of the subtropical South Pacific Ocean extends relatively deep as compared to the North Pacific [Huang and Qiu, 1998].

[14] At the depth of the deep thermocline, the origin of intermediate waters that transit ultimately

toward the Solomon Sea through the western boundary currents has been mainly thought to be associated with the circulation of water masses between the Vanuatu archipelago and New

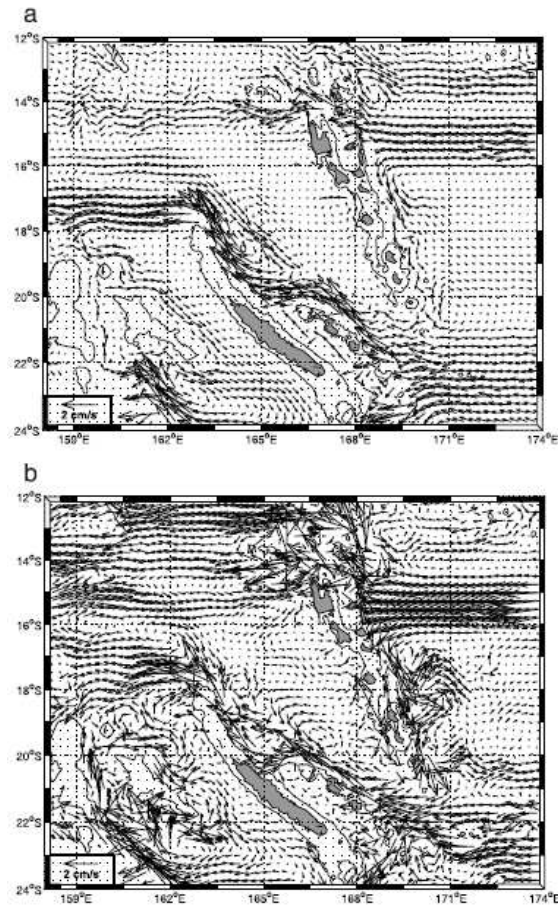


Figure 3. (a) Mean velocity circulation at the 1000 m depth simulated by OCCAM at the  $1/4^\circ$  horizontal resolution. The vector scale is indicated at the lower left. The thin solid line represents the 1000 m isobath. (b) The same as for Figure 3a at the  $1/12^\circ$  horizontal resolution.

Caledonia. For instance, Sokolov and Rintoul [2000] estimate the volume of AAIW from this origin at 12 Sv whereas the volume transported by the northern limb is at 3.3 Sv. This partition must remain uncertain as it does not rely on local measurements but results from analyses of climatological data. The different observations analyzed in this study, which may be considered as

independent, show that the water masses transported by the NCJ into the Coral Sea result from the convergence and mixing of waters originating from the northern limb of the subtropical gyre and from the south-eastern New Caledonian region. The contribution from the northern water masses is associated with a complex re-circulation of the NVJ in the lee of the Vanuatu archipelago. The importance of this re-circulation has also been highlighted recently by an inverse calculation of water transports with a box model using as input CTD profiles collected during the Secalis-2 oceanographic cruise (A. Ganachaud et al., Bifurcation of the subtropical south equatorial current against New Caledonia from a hydrographic inverse box model in December 2004, submitted to *Journal of Physical Oceanography*, 2007). These analyses of in situ observations are also supported by the patterns of the mean circulation reproduced by a high  $1/12^\circ$  resolution configuration of the OCCAM model.

[15] The features of the water masses from the thermocline and below, transported into the equatorial band by the subtropical gyre, are of primary importance for decadal and long-term climate variations [Roemmich et al., 2007]. However, the region due to its maritime nature and the circulation remain poorly sampled and understood. These difficulties have led to the organisation of the Southwest Pacific ocean Circulation and Climate Experiment (SPICE), an international program under the auspices of CLIVAR [Ganachaud et al., 2007]. The present study demonstrates that the deployment of autonomous floats represents an unprecedented wealth of in situ observations for programs like SPICE.

[16] **Acknowledgments.** The Argo data are collected and made freely available by the International Argo Project and the national programmes that contribute to it ([www.argo.ucsd.edu](http://www.argo.ucsd.edu), <http://wo.jcommops.org/cgi-bin/> WebObjects/Argo). Comments from David Behringer were greatly appreciated. The UK OCCAM is a Community Research Project supported by the Natural Environmental Research Council. This study has been supported by the LEFE program in France.

## References

- Boyer, T. P., et al. (2006), World Ocean Database 2005, NOAA Atlas NESDIS, vol. 60, edited by S. Levitus, 190 pp. and DVDs, NOAA, Silver Spring, Md.
- Davis, R. E. (2005), Intermediate-depth circulation of the Indian and South Pacific Oceans measured by autonomous floats, *J. Phys. Oceanogr.*, 35, 683–707.
- Ganachaud, A. (2003), Large-scale mass transports, water mass formation, and diffusivities estimated from World Ocean Circulation Experiment (WOCE) hydrographic data, *J. Geophys. Res.*, 108(C7), 3213, doi:10.1029/2002JC001565.
- Ganachaud, A., et al. (2007) Southwest Pacific Ocean Circulation and Climate Experiment (SPICE). Part I: Scientific background, 37 pp., CLIVAR Publ. Ser. 111, NOAA OAR special report, NOAA/OAR/PMEL, Seattle, Wash.
- Gourdeau, L., W. S. Kessler, R. E. Davis, J. Sherman, C. Maes, and E. Kestenare (2007a), Zonal jets entering the Coral Sea, *J. Phys. Oceanogr.*, in press.
- Gourdeau, L., et al. (2007b), Rapport de la mission SECALIS-3 à bord du N. O. Alis, 11 juillet–24 juillet 2005, 22\_S–9\_55S, 160\_07E–168\_10E, 80 pp., Rapp. Missions Océanogr. Phys. 21, IRD, Noume’a, New Caledonia, France.
- Huang, R. X., and B. Qiu (1998), The structure of the wind-driven circulation in the subtropical South Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 1173–1186.
- Lee, M.-M., A. J. George Nurser, A. C. Coward, and B. A. de Cuevas (2007), Eddy advective and diffusive transports of heat and salt in the Southern Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 37, 1376–1393.
- Maes, C., et al. (2006), Rapport de la mission FRONTALIS 3 à bord du N. O. Alis du 22 avril au 19 mai 2005, 22\_S–2\_N/161\_E–172\_E, 167 pp., Rapp. Missions Océanogr. Phys. 20, IRD, Noume’a, New Caledonia, France.
- Qu, T., and E. J. Lindstrom (2002), A climatological interpretation of the circulation in the western South Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 2492–2508.
- Qu, T., and E. J. Lindstrom (2004), Northward intrusion of Antarctic Intermediate water in the western Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 2104–2118.
- Reid, J. L. (1997), On the total geostrophic circulation of the Pacific Ocean: Flow patterns, tracers, and transports, *Prog. Oceanogr.*, 39, 263–352.
- Roemmich, D., J. Glison, R. Davis, P. Sutton, S. Wijffels, and S. Riser (2007), Decadal spinup of the South Pacific subtropical gyre, *J. Phys. Oceanogr.*, 37, 162–173.
- Sabine, C. L., et al. (2004), The oceanic sink for anthropogenic CO<sub>2</sub>, *Science*, 305, 367–371.
- Sarmiento, J. L., N. Gruber, M. A. Brzezinski, and J. P. Dunne (2003), High-latitude controls of thermocline nutrients and low latitude biological productivity, *Nature*, 427, 56–60.
- Sokolov, S., and S. Rintoul (2000), Circulation and water masses of the southwest Pacific: WOCE section P11, Papua New Guinea to Tasmania, *J. Mar. Res.*, 58, 223–268.
- Talley, L. D. (2003), Shallow, intermediate, and deep overturning components of the global heat budget, *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 530–560.
- Tsimplis, M. N., S. Bacon, and H. L. Bryden (1998), The circulation of the subtropical South Pacific derived from hydrographic data, *J. Geophys. Res.*, 103, 21,443–21,468.
- Webb, D. J. (2000), Evidence for shallow zonal jets in the south equatorial current region of the southwest Pacific, *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 706–720.
- Zenk, W., G. Siedler, A. Ishida, J. Holfort, Y. Kashino, Y. Kuroda, T. Miyama, and T. J. Muller (2005), Pathways and variability of the Antarctic Intermediate Water in the western

equatorial Pacific Ocean, Prog. Oceanogr., 67, 245–281.

Noume'a, New

Caledonia, France. (christophe.maes@ird.fr)

---

X. Couvelard, A. Ganachaud, L. Gourdeau, and C. Maes,

Laboratoire

d'Etudes en Géophysique et Océanographie Spatiales, Institut

de Recherche

pour le Développement, Centre de Noume'a, BPA5, F-98800



## *Références bibliographiques*

- Barnier B., L. Siefert, and P. Marchesiello, 1995: thermal forcing for a global ocean model using a three-year climatology of ECMWF analyses. *J. Mar. Syst.*, 6, 363-380.
- Barnier, B., P. Marchesiello, A. P., De Miranda, J-M. Molines, M.A. Coulibaly, 1998 : A sigma-coordinate primitive equation model for studying the circulation in the South Atlantic. Part I: Model configuration with errors estimates. *Deep-Sea Res.* 45, 543-572.
- Beckmann, A., and D. B. Haidvogel, 1993: Numerical simulation of flow around a tall isolated seamount. Part I: Problem formulation and model accuracy. *J. Phys. Oceanogr.*, 23, 1737-1753.
- Blanke, B., and S. Raynaud, 1997. Kinematics of the Pacific equatorial undercurrent: an Eulerian and Lagrangian approach from GCM results, *J. Phys. Oceanogr.*, 15, 650-669.
- Boris, J.P, and D.L. Book, 1975: Solution on the continuity equation by the method of flux-corrected transport. *Methods Comput. Phys.* 16, 85-129.
- Bratcher, A. J., and B. S. Giese., 2002: Tropical pacific decadal variability and global warming. *Geophys. Res. Lett.*, 29, doi:10.1029/2002GL015191.
- Bryan, K., S. Manabe, S. Pacanowski, R. C., 1975: A global ocean-atmosphere climate model. II. The oceanic circulation. *J. Phys. Oceanogr.* 5, 30-46.
- Chang., P., B. Giese, L. Ji, and H. Seidel, 2001. Decadal change in the south tropical Pacific in a global assimilation analysis, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 3461-3464.
- Charney, J. C., 1971: Géostrophic turbulence. *J. Atmos. Sci.* 28,1087-1095.
- Church, J. A., and F. M. Boland, 1983: A permanent Undercurrent adjacent to the Great Barrier Reef. . *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1747-1749.
- Cibot,C., E. Maisonnave, L. Terray and B. Dewitte, 2005. Mechanisms of tropical Pacific interannual-to-decadal variability in the ARPEGE/ORCA global coupled model, *Climate Dyn.*, 24, 10.1007/s00382-004-0513-y.



- Clement, J. L., W. Maslowski, L. W. Cooper, J.M. Grebmeier, W. Walczowski, 2005; Ocean circulation and exchanges through the northern Bering Sea-1979-2001 model results, *Deep Sea Res II*. Vol 52, 3509-3540.
- Cushman-Roisin, B., 1994: Introduction to Geophysical Fluid Dynamics. *Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey*.
- Danabasoglu, G., 2007: Workshop on Numerical method in Ocean Models, Bergen, Norway, August 2007.
- Da Silva, A. M., C. C. Young, and S. Levitus, 1994: Atlas of surface marine data 1994. vol. 1, Algorithms and procedures, technical report, Natl. Oceanogr. Data. Cent., Sylver, spring, Md.
- Delcroix, T., and C. Hénin, 1989. Mechanisms of subsurface thermal structure and sea surface thermohaline variabilities in the southwestern tropical Pacific during 1975-85, *J. Mar. Res.*, 47, 777-812.
- Delcroix, T., L. Gourdeau, and C. Hénin, 1998 : Sea surface salinity changes along the Fiji-Japan shipping track during the 1996 La Niña and 1997 El Niño period. *Geophys. Res. Lett.* Vol 25, No 16, Pages 3169-3172.
- Donguy, J. R., C. Oudot, F. Rougerie, 1970 : Circulation superficielle et subsuperficielle en mer du Corail et à 170°E. *Cah. ORSTOM., sér. Océanogr.*, vol. VIII, n°1.
- Donguy, J.-R., and G. Meyers, 1996. Mean annual variation of transport of major currents in the tropical Pacific Ocean, *Deep Sea Res.* I, 43, 1105-1122.
- Dubkowicz, J. K., 2001: Reduction of Density and Pressure Gradient Errors in Ocean Simulations. *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 1915-1921.
- Dunn, J. R., and K. R. Ridgway, 2002: Mapping ocean properties in regions of complex topography. *Deep-Sea Res.*, 49, 591-604.
- Fedorov and Philander, 2001: A stability analysis of Tropical Ocean-Atmosphere Interactions: Bridging measurements and theory for El Nino. *J. Climate.*, 14, 3086-3101.
- Firing, E., B. Qiu, and W. Miao, 1999: Time-Dependent Island Rule and Its Application to the Time-Varying North Hawaiian Ridge Current. *J. Phys. Oceanogr.*, 2671-2687

- Fletcher, C. A. J., 1988a: Computational Technics for Fluid Dynamics, Vol 1: Fundamental and General Technics, *Springer-Verlag*, Berlin/New York.
- Folland, C.K., J.A. Renwick, M.J. Salinger, and A.B. Mullan, 2002. Relative influences of the Interdecadal Pacific Oscillation and ENSO on the southe Pacific Convergence Zone, *Geophys. Res. Lett.*, 29, 1643, DOI 10.1029/2001GL014201.
- Fukumori, I., T. Lee, B. Cheng, and D. Menemenlis, 2004: The origin, pathway and destination of the Niño-3 region waters, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 582-604
- Galperin, B., H. Nakano, H. Huang, and S. Sukoriansky, 2004: The ubiquitous zonal jets in the atmospheres of giant planets and Earth's oceans. *Geophys. Res. Lett.*, 31, doi :10.1029/2004GL019691.
- Ganachaud, A., L. Gourdeau, W. Kessler, J. Lefevre, 2007 : Bifurcation of the subtropical south equatorial current against New Caledonia from a hydrographic inverse box model in December 2004. *J. Phys. Oceanogr.*, submitted
- Ganachaud, A., W. Kessler, S. Wijfels, K. Ridgway, W. Cai, N Holbrook, M. Bowen, P. Sutton, B. Qiu, A. Timmermann, D. Roemmich, J. Sprintall, S. Cravatte, L. Gourdeau, and T. Aung, 2007: Southwest Pacific Ocean Circulation and Climate Expériment (SPICE)-Part I. scientific Background. International CLIVAR Project Office, CLIVAR Publication Series No.111, NOAA OAR Special Report, NOAA/OAR/PMEL, Seatle, WA, 37 pp.
- Giese, B. S., C., Urizar, and N. S., Fuckar, 2002: Southern Hemisphere Origins of the 1976 Climate Shift. *Geophys. Res. Lett.*, 29, doi :10.1029/2001GL013268.
- Gill, A. E., 1982: Atmosphere-Ocean Dynamics. Academic Press, 662pp.
- Godfrey, S. J., 1989: A sverdrup model of the depth-integrated flow for the world ocean allowing for island circulation. *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, 45, 89-112.
- Gourdeau, L., W. S. Kessler, R. S. Davis, J. Sherman, C. Maes, and E. Kestenare, 2007: Zonal jets entering the Coral Sea. *J. Phys. Oceanogr.* Submitted
- Gouriou, Y. and J. Toole, 1993. Mean circulation of the upper layers of the western equatorial Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, 98, 22495-22520.

- Gouriou, Y., T. Delcroix, G. Eldin, 2006 : Upper and intermediate circulation in the western equatorial Pacific Ocean in October 1999 and April 2000. , *J. Geophys. Res.*, 33, L10603, doi: 10.1029/2006GL02591.
- Griffies, S. M., A. Gnanadesikan, R. C. Pacanowski, V. Larichev, J. Dukowicz, and R. D. Smith, 1998: Isonutral diffusion in a z-coordinate ocean model. *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 805-830.
- Griffies, S. M., R. C. Pacanowski, and R. W. Hallberg, 2000: Spurious Diapycnal Mixing Associated with Advection in a z-Coordinate Ocean Model. *Mon. Wea. Rev.*, 128, 538-564.
- Griffies, S. M., C. Boning, F. O. Bryan, E. P. Chassignet, R. Gerdes, H. Hasumi, A. Hirst, AM. Treguier, and D. Webb, 2000: Development in ocean climate modelling. *Ocean Modelling.*, 2, 123-192.
- Haidvogel, D. B., J. L. Wilkin, and R. Young, 1991: A semi-spectral primitive equation ocean circulation model using vertical sigma and orthogonal curvilinear horizontal coordinates. *J. Comp. Phys.*, 94, 151-185.
- Haidvogel, D. B., and A. Beckmann, A., 1999: Numerical Ocean Modelling. Imperial College Press, London, 330 pp.
- Hamilton, L. J., 1992: Surface Circulation in the Tasman and Coral Seas: Climatological Features derived from Bathy-thermograph Data. *Aust. J. Mar. Freshwater Res.*, 43, 793-822.
- Hasunuma, K., and K. Yoshida, 1978: Splitting of the Subtropical Gyre in the western North Pacific., *J. Oceanogr. Soc. Jpn.*, 34, 160-171.
- Hogg, N. G., and W. B. Owens, 1999: Direct measurement of the deep circulation within the Brazil Basin. *Deep-Sea Res. II*, 46, 335-353.
- Holland, W. R., J. C. Chow, and F. O. Bryan, 1998: application of third-order upwind scheme in NCAR ocean model. *J. Climate*. 11, 1487-1493.
- Huang, B., and Z. Liu, 1999: Pacific subtropical-tropical thermocline water exchange in the National centers for Environmental Prediction ocean model. *J. Geophys. Res.*, 104, C5, PAGES 11,065-11,076.

- Hughes, C. W., 2002: Zonal jets in and near the Coral Sea, seen by altimetry. *Geophys. Res. Lett.*, 29 :NO. 9,1330,10.1029/2001GLD014006, 2002.
- Inoue, M., S. E. Welsh, 1993: Modelling Seasonal Variability in the Wind-driven Upper-Layer Circulation in the Indo-Pacific region. *J. Phys. Oceanogr.* 23,1411-1436.
- Izumo, T., J. Picaut and B. Blanke, 2002: Tropical pathways, equatorial undercurrent variability and the 1998 La Niña. *Geophys. Res. Lett.*, **29**, doi:10.1029/2002GL015073.
- Johnson, G. C., 2006: Generation and initial evolution of a mode water theta-S anomaly. *Journal of Physical Oceanography*, 36, 739-751.
- Jones, C. A., J. Rotvig, and A. Abdulrahman, 2003: Multiple jets and zonal flow on Jupiter. *Geophys. Res. Lett.*, 30 :doi :10.1029/2003GL016980
- Kessler, W. S., and L. Gourdeau, 2006: Wind-driven zonal jets in the South Pacific Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, 333 :doi :10.1029/2005GL025084.
- Kessler, W. S., and L. Gourdeau, 2007: The annual cycle of circulation of the southwest subtropical Pacific analysed in an ocean GCM. *J. Phys. Oceanogr.* submitted.
- Large, W. G., McWilliams, J.C. Doney, 1994: Oceanic vertical mixing: a review and a model with a nonlocal boundary layer paramétrisation. *Reviews of Geophysics*, 32, 363-403.
- Lee, M. M., A. C. Coward, and A. J. G. Nurser, 2002: Spurious Diapycnal Mixing of the Deep Waters in an Eddy-Permitting Global Ocean Model. *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 1522-1535.
- Lee, S., J. L. Pelegri, J. Kroll, 2001: Slope Control in Western Boundary Currents. . *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 3349-3360.
- Leonard, P. B., 1979: A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation. *Computer Method in Applied Mechanics and Engineering*. 19, 59-98.
- Lindstrom, E., J. Butt, R. Lukas and S. Godfrey, 1990. The flow through Vitiaz Strait and St Georges Channel, Papua New Guinea, in *The Physical Oceanography of Sea Straits*, L. Pratt Ed., pp. 171-189, *Kluwer Academic, Dordrecht*.

- Luo, J.-J., and T. Yamagata, 2001: Long-term El Niño-Southern Oscillation (ENSO)-like variation with special emphasis on the South Pacific. *J. Geophys. Res.*, 106, NO. C10, PAGES 22,221-22,227.
- Luo, J.-J., S. Masson, S. Behera, P. Delecluse, S. Gualdi, A. Navarra, T. Yamagata, 2003 : South Pacific origin of the decadal ENSO-like variation as simulated by a coupled GCM. *Geophys. Res. Lett.*, 30, NO. 24, 2250, doi:10.1029/2003gl018649.
- Luo, Y., L. M. Rothstein, R.-H. Zhang, and A. J. Busalacchi, 2005: On the connection between South Pacific subtropical spiciness anomalies and decadal equatorial variability in an ocean general circulation, model. *J. Geophys. Res.*, 110, C10002, doi:1029/2004JC002655.
- Luyten, J. R., J. Pedlosky, and H. Stommel, 1983: The Ventilated Thermocline. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 292-309.
- Madec, G., and M. Imbard, 1996 : A global mesh to overcome the North Pole singularity. *Clim. Dyn.* 12, 381-388
- Marchesiello, P., 1995: Simulation de la circulation océanique dans l'Atlantique Sud, avec un modèle numérique à coordonnée sigma. *Thèse de doctorat*.
- Marchesiello, P., and J. Middleton, 2000: Modeling the East Australian current in the Western Tasman Sea. *J. Phys. Oceanogr.*, 30, 2956-2971.
- Marchesiello, P., J. C. McWilliams, and A. Shchepetkin., 2001 Open boundary conditions for long-term integration of regional oceanic models. *Ocean Modelling*, 3, 1-20.
- Marchesiello P., J.C. McWilliams, and A. Shchepetkin, 2003: Equilibrium structure and dynamics of the California Current System. *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 753-783.
- Marchesiello P., J. Lefevre, and A. Vega, 2006: The ocean around New Caledonia in high resolution. *Projection Mercator*, N°7, July, 2006.
- Mata, M. M., M. Tomczak, S. Wijffels, J. A. Church, 2000. East Australian Current volume transports at 30oS: Estimates from the World Ocean Circulation Experiment hydrographic sections PR11/P6 and the PCM3 current meter array, *J. Geophys. Res.*, 105, 28,509-28,526.
- McCreary, J. P., and P. Lu, 1994: Interaction between the Subtropical and Equatorial Ocean

- Circulation: The Subtropical Cell. . *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 466-497.
- McPhaden, M. and D. Zhang, 2004. Pacific Ocean circulation rebounds. *Geophys. Res. Lett.*, 31, L18301, doi:10.1029/2004GL020727
- Mertz, G., D. G. Wright, 1992: Interpretations of the JEBAR Term. . *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 301-305.
- Mysak, L. A., and L. Maggaard, 1983: Rossby Wave Driven Eulerian Mean Flows Along Non-Zonal Barriers, with Application to the Hawaiian Ridge. *J. Phys. Oceanogr.*, 13, 1716-1725.
- Nadiga, B. T., 2006: On zonal jets in oceans. *Geophys. Res. Lett.*, VOL. 33, L10601, doi:10.1029/2006GL025865.
- Nakano, H., and H. Hasumi, 2005: A Series of Zonal Jets Embedded in the Broad Zonal Flows in the Pacific Obtained in Eddy-Permitting Ocean General Circulation Models. *J. Phys. Oceanogr.*, 35 :474-488.
- Nakano, H., and N. Sugimotohara, 2002: A Series of Middepth Zonal Flows in the Pacific Driven by wind. *J. Phys. Oceanogr.*, 32 ,161-176.
- Oh, I. S., L. Maggaard, 1984 : Rossby Wave-induced Secondary Flows near Barriers, with application to the Hawaiian Ridge. *J. Phys. Oceanogr.*, 14, 1510-1513.
- Pedlosky, J., 2004: Ridges and Recirculations: Gaps and Jets. *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 2703-2707.
- Pedlosky, J., L. J. Pratt, M. A. Spall, and K. R. Helfrich, 1997: Circulation around island and ridges. *J. Mar. Res.*, 55, 1199-1251.
- Penven, P., 2003: ROMSTOOLS user's guide, technical report, Inst. de Rech. pour le D  v., Paris, France. (Available at [http://brest.ird.fr/roms\\_tools](http://brest.ird.fr/roms_tools)).
- Penven, P., V. Echevin, J. Pasapera, F. Colas, and J. Tam, 2005: Averaged circulation, seasonal cycle, and mesoscale dynamics of the Peru Current System: A modelling approach. *J. Geophys. Res.*, 110, C10021, doi: 10.1029/2005JC002945.
- Penven P., P. Marchesiello, L. Debreu, and J. Lefevre, 2007: Software tools for pre- and post-processing of oceanic regional simulation. *Environ. Model. Softw.* Doi:10.1016/j.envsoft.

2007.07.04

- Pierce, D, T. Barnet and M. Latif, 2000: Connections between the pacific ocean tropics and midlatitudes on decadal timescales. *J. Climate*, 13, 1173-1194.
- Pratt L., J. Pedlosky., 1998: Barotropic Circulation around Island with Friction. *J. Phys. Oceanogr.* 28, 2148-2162.
- Qiu, B., D. A. Kho, C. Lumpkin, and P. Flament, 1997: Existence and Formation Mechanism of the North Hawaiian Ridge Current. *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 431-444.
- Qiu, B., and T. Durland, 2002: Interaction between an Island and the Ventilated Thermocline: Implications for the Hawaiian Lee Countercurrent. *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 3408, 3426.
- Qiu, B. and S. Chen, 2004: Seasonal Modulations in the Eddy Field of the South Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr.*, 34 ,1515-1527.
- Qu, T., and E. J. Lindstrom, 2002 A climatological interpretation of the circulation in the western south pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 2492-2508.
- Read, P. L., Y. H. Yamazaki, P. D. Williams, and K. Miki-Yamazaki, 2004: Jupiter's and Saturn's convectively driven banded jets in the laboratory. *Geophys. Res. Lett.*, 31: doi :10.1029/2004GL020106.
- Redi, M. H., 1982: Oceanic Isopycnal Mixing by Coordinate Rotation. . *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 1154-1158.
- Rhines, P. B., 1975: Waves and turbulence on a beta-plane. *J. Fluid. Mech.*, 69 :417-443.
- Rhines, P. B., 1977: The dynamics of unsteady currents. *The Sea*, Vol 6 pp 189-318.
- Rhines, P. B., 1994: Jets. *Chaos*, 4, 313-337.
- Richard, K. J., N. A. Maximenko, F. O. Bryan, and H. Sasaki, 2006: Zonal jets in the Pacific Ocean. *Geophys. Res. Lett.*, 33 :doi :10.1029/2005GL024645.
- Ridgway, K. R., Godfrey, J. S., 1997. Seasonal cycle of the East Australian Current, *J. Geophys. Res.*, 102, 22,921-22,936.

- Ridgway, K. R., and J. R. Dunn, 2003: Mesoscale structure of the east australian current system and its relationship with topography. *Progr. Oceanogr.*, 56, 189-222.
- Ridgway, K. R. and J. R. Dunn, 2007: Observational evidence for a Southern Hemisphere oceanic supergyre. *Geophys. Res. Lett.* Vol 34. L13612, doi: 10.1029/2007GL030392
- Roden, G. I., 1991: Effects of the Hawaiian Ridge upon oceanic flow and thermohaline structure. *Deep Sea Res.*, 38, S623-S654.
- Roemmich, D., 2007: Super spin in the southern seas. *Nature*/Vol 449/6 september2007
- Rowe, G. D., E. Firing, and G. C. Johnson, 2000: Pacific equatorial subsurface countercurrent velocity, transport and potential vorticity, *J. Fluid. Mech.*, 69, 417-443.
- Salinger, J., J. Renwick and A. Mullan, 2001. Interdecadal Pacific Oscillation and South Pacific climate, *Intern. J. Climate.*, 21, 1705-1721.
- Sarkisyan, A. S., and V. F. Ivanov, 1971: The combined effect of baroclinicity and bottom relief as an important factor in the dynamics of ocean currents. *Izv. Acad. Sci. URSS, Atmos. Oceanic Phys.*, 173-188 (AGU translation)
- Sasaki, H., M. Nonaka, 2006: Far-reaching Hawaiian Lee Countercurrent driven by wind-stress curl induced by warm SST band along the Current. *Geophys. Res. Lett.*, 33, L13602, doi:10.1029/2006GL026540.
- Shchepetkin, A. F., and J.C. McWilliams, 1998: Quasi-monotone advection schemes based on explicit locally adaptive dissipation. *Monthly Weather Review*, 126, 1541-1580.
- Shchepetkin, A.F., and J.C. McWilliams, 2003: A method for computing horizontal pressure-gradient force in an ocean model with a non-aligned vertical coordinate. *J. Geophys. Res.*, 108, C3, 3090, doi:10.1029/2001JC001047.
- Shchepetkin, A. F., and James. McWilliams, 2005: The regional oceanic modeling system (roms) : a split-explicit, free-surface, topography-following-coordinate oceanic model. *Ocean Modelling*, 9, 147-404.
- Schneider, N., 2004: The response of tropical climate to the equatorial emergence of spiciness anomalies, *J. Climate*, 17, 1083-1095.



- Smagorinsky, J., 1963: General circulation experiment with the primitive equations. *Mon. Weath. Rev.*, 91, 99-164
- Sokolov, S., and S. Rintoul, 2000: Circulation and water masses of the southwest Pacific: WOCE Section P11, Papoua New Guinea to Tasmania. *J. Mar. Res.*, 58, 223-268.
- Song, Y. T., D. B. Haidvogel, 1994: A semi-implicit ocean circulation model using a generalized topography-following coordinate system. *J. Comp. Phys.*, 115, 228-244/
- Spall, M. A., 2003: Island in Zonal Flow. *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 2689-2701.
- Speich, S., B. Blanke, G. Madec, 2001; Warm and cold water routes of an OGCM thermohaline conveyor belt, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 311-314.
- Speich, S., B. Blanke, P. de Vries, S. Drijfhout, K. Döös, A. Ganachaud and R. Marsh, 2002; Tasman leakage: A new route in the global ocean conveyor belt, *Geophys. Res. Lett.*, 29, NO. 10.1416, 10.1029/2001GL014586, 2002.
- Stanton B., D. Roemmich, and M. Kosro, 2001: A shallow zonal jet south of Fiji. *J. Phys. Oceanogr.*, 31, 3127-3130.
- Tangdong, Q., E. J. Lindstrom, 2002: A Climatological Interpretation of the Circulation in the Western South Pacific. *J. Phys. Oceanogr.*, 32, 2492-2508.
- Timmermann, A., 2003. Decadal ENSO amplitude modulations: a nonlinear paradigm, *Global and Planetary Change* 770, 1 – 22.
- Theiss, J., 2004: Equatorward Energy Cascade, Critical Latitude, and the Predominance of Cyclonic Vortices in Geostrophic Turbulence. *J. Phys. Oceanogr.* 34, 1163-1678.
- Treguier, A. M., N. G. Hogg, M. Maltrud, K. Speer, and V. Thierry, 2003: The Origin of Deep Zonal Flows in the Brazil Basin. *J. Phys. Oceanogr.*, 33, 580-599.
- Tsuchiya, M., 1981: The origin of the Pacific Equatorial 13°C water. *J. Phys. Oceanogr.*, 11(6) 794-812.
- Tsuchiya, M., R. Lukas, R. A. Fine, E. Firing and E. Lindstrom, 1989: Source waters of the

- Pacific Equatorial Undercurrent. *Prog.Oceanogr.*, **23**(2) 101-147.
- Vincent, D., 1995. The South Pacific Convergence Zone (SPCZ): A review, *Mon. Weath. Rev.*, **122**, 1949-1970.
- Wajsowicz, R. C., 1993: The Circulation of the Depth-integrated Flow around Island with Application to the Indonesian Throughflow. *J. Phys. Oceanogr.*, **23**, 1470-1484.
- Webb, D. J., B. A. de Cuevas, C. S. Richmond, 1997: Improved advection schemes for ocean models. *J. Atmos. Oceanic.Tech.*, **15**, 1171-1187.
- Webb, D. J., 2000: Evidence for shallow zonal jets in the south equatorial current region of the southwest pacific. *J. Phys.Oceanogr.*, **30**, 706-720.
- Wells, N. C., and B. A. De Cuevas, 1995: Depth-Integrated Vorticity Budget of the Southern Ocean from a general Circulation Model. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 2569-2582.
- White, W. B., K. Hasunuma, and H. Solomon, 1978: Large scale seasonal and secular variability of the Subtropical Front in the western North pacific Pacific from 1954-1974, *J. Geophys. Res.*, **83**, 4531-4544.
- White, W., 1983: A Narrow Boundary Current Along the Eastern Side of the Hawaiian Ridge; The North Hawaiian Ridge Current. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1726-1731.
- White, W., and A. E. Walker, 1985: The influence of the Hawaiian archipelagos upon the wind-driven subtropical gyre in the western north pacific. *J. Geophys. Res.*, **90**, 7061-7074.
- Wyrtki, K., 1961: Geopotential Topographies and Associated Circulation in the Western South Pacific Ocean.
- Wyrtki, K., 1975: Fluctuation of the dynamic topography in the Pacific Ocean. *J. Phys. Oceanogr*, **5**, 450-459.
- Xie, S-P., W. T. Liu, Q. Liu, 2001: Far-Reaching Effects of the Hawaiian Island on the Pacific Ocean-Atmosphere System. *Science*, Vol. 202.
- Yamagata, T., and Y. Masumoto, 1992: Interdecadal Natural Climate Variability in the Western Pacific and its Implication in Global Warming. *J. Meteorol. Soc. Jap.*, **70**, 1, 167-175.

Yeager, S. and W. Large, 2004. Late winter generation of spiciness on subducted isopycnals, *J. Phys. Oceanogr.*, 34, 1528-1547.

Zalesak, S. T., 1979: Fully multidimensional flux-corrected transport algorithms for fluids. *J. Comput. Phys.* 31, 355-362.

Zhang, C., 2001. Double ITCZ, *J. Geophys. Res.*, 106, 11,787-11,792.

